

Experimentelle Untersuchungen in einer Modellbrennkammer

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt

zur

Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Michael Hage

aus Ibbenbüren

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. H.-P. Schiffer
Tag der Einreichung:	05. Mai 2009
Tag der mündlichen Prüfung:	08. Juli 2009

Darmstadt 2009

D17

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	1
1 Einleitung	5
1.1 Motivation	5
1.2 Stand der Technik	6
1.2.1 Anforderungen an eine Gasturbinenbrennkammer	6
1.2.2 Lasermesstechniken in Verbrennungsumgebungen	6
1.3 Gliederung der Arbeit	8
2 Grundlagen und Messmethoden	9
2.1 Charakterisierung turbulenter Strömungen	9
2.2 Längen- und Zeitskalen in turbulenten Strömungen	11
2.3 Generierung des Sprays	12
2.3.1 Charakterisierungen von Tropfenverteilungen	14
2.4 Mie-Streuung	16
2.4.1 Lichtstreuung an kleinen Partikeln	17
2.5 Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)	18
2.5.1 Grundlagen und das Prinzip der LDA	18
2.5.2 Anforderungen an Seedingpartikel	22
2.5.3 Gewichtete Statistik in der LDA	23
2.5.4 Charakterisierung von kohärenten Strukturen	24
2.6 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)	25
2.6.1 Grundlagen und das Prinzip der PDA	25
2.6.2 Durchmesserbestimmung mittels PDA	25
2.6.3 PDA-Massenflussbestimmung	31
2.6.4 Definition des Detektionsvolumens	33
2.6.5 Abschätzung nicht detektierter Tropfen	36
2.7 Spektroskopische Messmethoden	37
2.7.1 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)	37
2.7.2 Messmethoden zur Bestimmung der lokalen Temperatur	40
2.7.3 Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy (CARS)	41
3 Versuchsaufbau des Eindüsenektors EKT (EDS-EKT)	44
3.1 Konzept der Anlage	44
3.2 Aufbau und Infrastruktur	46
3.3 Design des MTU-Airblast-Zerstäubers	49
3.4 Aufbau der LDA-Messungen	50
3.5 Aufbau der PDA-Messungen	51
3.6 Aufbau der Mie-Streuungs-Detektion	53

3.7	Aufbau der Temperaturfeldmessungen	55
3.8	Aufbau der CARS-Temperaturmessungen	58
4	Versuchsaufbau des Eindüsensektors DLR (EDS-DLR)	60
4.1	Design des Turbomeca-Drallbrenners	61
4.2	Betriebsbedingungen der Anlage	61
4.3	Aufbau der spektroskopischen Messungen	62
4.4	Aufbau der LDA-Messungen	65
5	Parameterstudien bei PDA-Messungen	67
5.1	Einfluss der Signalverarbeitung	67
5.2	Einfluss der Laserleistung	71
5.3	Einfluss der Statistik	72
5.4	Einfluss der Versuchsanlage	73
5.4.1	Anlageneinflüsse im reagierenden Fall	73
5.4.2	Anlageneinflüsse im nicht reagierenden isothermen Fall	74
6	Ergebnisse am Eindüsensektor EKT (EDS-EKT)	78
6.1	Charakterisierung des Ein-Phasen-Strömungsfeldes	78
6.2	Ergebnisse der LDA-Zeitreihenmessungen	80
6.3	Charakterisierung der gemessenen Tropfendurchmesser- verteilungen	84
6.4	PDA-Messungen an Wasser- und Heptansprays	88
6.4.1	PDA-Messungen an reagierenden Heptansprays	88
6.4.2	PDA-Messungen an nicht reagierenden Heptan- und Wassersprays	94
6.4.3	Abschätzung der Flüssigkeitsmassenflüsse innerhalb des Sprayfelds	99
6.5	Ergebnisse der Mie-Streuung	101
6.6	Ergebnisse der Temperaturmessungen	103
7	Ergebnisse am Eindüsensektor DLR (EDS-DLR)	108
7.1	Ergebnisse der spektroskopischen Messungen	108
7.1.1	Einzelbildaufnahmen	108
7.1.2	Chemilumineszenz	108
7.1.3	Kerosin-LIF	112
7.1.4	OH-LIF	113
7.2	Charakterisierung des Strömungsfelds	116
7.3	Ergebnisse der LDA-Zeitreihenaufnahmen	121
8	Diskussion der Ergebnisse	123
9	Zusammenfassung und Ausblick	126
	Danksagung	129
	Literaturverzeichnis	129

Nomenklatur

Symbol	Beschreibung	Einheit
<i>Lateinische Kleinbuchstaben</i>		
a, b	ganzzahlige Konstanten	[-]
$a_{x,y,z}$	Ellipsoidachsen	[-]
$b_{B,R}$	Streulichtterme der Brechung und Reflexion	[-]
c	Konstante	[-]
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	[m/s]
$c_{p,m}$	Lichtgeschwindigkeit im Medium P,M	[m/s]
c_P	Konzentration des Skalars P	[1/m ³]
d_P	Durchmesser	[m]
d_t	Halbachsenlänge (Ellipse)	[m]
\vec{e}	Einheitsvektor	[-]
f	Frequenz	[1/s]
f_0	Grundfrequenz	[1/s]
f_C	kritische Frequenz	[1/s]
f_D	Detektorfrequenz	[1/s]
f_L	Linsenbrennweite	[m]
g	Linienformfunktion	[-]
g	Erdanziehungsbeschleunigung	[m/s ²]
h	Höhe	[m]
\hbar	Plancksches Wirkungsquantum	[Js]
k	Wellenzahl	[1/m]
k	turb. kin. Energie	[m ² /s ²]
l	charakteristische Länge	[m]
l	Wirkungslänge	[m]
m	Masse	[kg]
\dot{m}	Massenfluss	[kg/s]
n	Brechungsindex	[-]
\vec{q}	Flussvektor	[1/m ²]
q	Feinheitenkonstante des Sprays	[-]
r	Radius	[m]
s	Schlupf	[-]
tt	Transitzeit durch Messvolumen	[s]

Symbol	Beschreibung	Einheit
--------	--------------	---------

Lateinische Kleinbuchstaben

u	axiale Geschwindigkeit	[m/s]
v	radiale Geschwindigkeit	[m/s]
w	tangentiale Geschwindigkeit	[m/s]
x, y, z	kartesische Ortskoordinaten	[-]
x_M	Mie-Parameter	[-]

Lateinische Großbuchstaben

A_{val}	Validationsfläche	[m ²]
$D_{a.b}$	repräsentativer Durchmesser	[m]
D_{ab}	statistischer Durchmesser	[m]
E	Energiespektralfunktion	[m ³ /s ²]
I	Intensität	[W]
K	Betrag des Wellenzahlvektors	[1/m]
L	Länge des Lasersheets	[m]
L_s	Empfängerschlitzbreite	[m]
L_k	Tropfentrajektorienlänge	[m]
N_0	Anzahldichte	[1/m ³]
N_d	Anzahl detektierter Tropfen	[-]
N_s	Anzahl der Signale	[-]
N_{sv}	Anzahl validierter Signale	[-]
P	Polarisation	[N/Vm]
R_k	Parameter der k-ten Klasse	[m ²]
R_{ij}	Zweipunktkorrelation	[-]
Q_k	Parameter der k-ten Klasse	[m]
Q	Gesamtvolumenanteil	[m ³]
$Q_{x,y}$	Volumenfluss	[m ³ /(m ² · s)]
S	theoretische Drallzahl	[-]
T	Temperatur	[°C]
T	Gesamtmessdauer	[s]
U	Messvolumen des Lasersheets	[m ³]
$U_{1,2,3}$	Photomultiplierspannung	[V]
V_D	Detektionsvolumen	[m ³]
V	Verhältnis der Fluoreszenzen	[-]
X	charakteristischer Durchmesser	[m]

Symbol	Beschreibung	Einheit
<i>Griechische Buchstaben</i>		
α	Wärmeübergangskoeffizient	$[\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$
χ	Suszeptibilität	$[-]$
δ	Phasenverschiebung	$[-]$
ϵ	Gesamtsignalmessdauer aller Tropfen	$[\text{s}]$
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante	$[\text{As}/\text{Vm}]$
ϵ_v	Gesamtsignalmessdauer der validierten Tropfen	$[\text{s}]$
ϵ	Emissivität	$[-]$
ϕ	Schnittwinkel	$[\circ]$
ϕ	Äquivalenzverhältnis	$[-]$
φ	Off-axis-Winkel (LDA)	$[\circ]$
Φ	Phasenverschiebung	$[-]$
Φ_{ij}	Spektraltensor	$[\text{m}^3/\text{s}^2]$
γ, γ'	Winkel	$[\circ]$
Γ	Dämpfungskonstante	$[1/\text{s}]$
η_d	Dissipationsrate	$[\text{m}^2/\text{s}^3]$
η	dynamische Viskosität	$[\text{kg}/\text{ms}]$
η_v	Korrekturfaktor	$[-]$
λ	Wellenlänge	$[\text{m}]$
λ	Wahrscheinlichkeit	$[-]$
ν	Quantendetektionseffizienz	$[-]$
ν	kinematische Viskosität	$[\text{m}^2/\text{s}]$
Ω	Raumwinkel	$[-]$
ω	Kreisfrequenz	$[1/\text{s}]$
ψ	Winkel	$[\circ]$
Θ	Off-axis-Winkel (PDA)	$[\circ]$
Θ_M	Detektionswinkel (Mie-Streuung)	$[\circ]$
ρ	Dichte	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
σ	Signaldauer	$[\text{s}]$
σ	Strahlungskonstante	$[\text{J}/\text{K}]$
σ	Oberflächenspannung	$[\text{kg}/\text{s}^2]$
σ	Wirkungsquerschnitt	$[\text{m}^2]$
τ_0	charakteristische Zeit	$[\text{s}]$
τ_{sp}	Lebensdauer eines Zustands	$[\text{s}]$
τ_t	Totzeit	$[\text{s}]$

Symbol	Beschreibung	Einheit
--------	--------------	---------

Abkürzungen

ACARE	Advisory Council for Aeronautics Research in Europe
AFR	Air to Fuel Ratio
AMD	Area Mean Diameter D_{20}
MD	Mean Diameter D_{10}
BSA	Burst Spectrum Analyser
CARS	Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy
DBK	Druckbrennkammer
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DR	Datenrate
EKT	Fachgebiet Energie- und Kraftwerkstechnik
FFT	Fast Fourier Transformation
HDA	Hitzdrahtanemometrie
ICAO	International Civil Aviation Organisation
IPI	Interferometric Particle Imaging
IMI	Interferometric Mie Imaging
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LMT	Lorenz-Mie-Theorie
MMD	Mass Mean Diameter
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
(P)LIF	(planare) Laserinduzierte Fluoreszenz
ppm	particle per million
sfo	sheet forming optics
SMD	Sauter Mean Diameter D_{32}
SNR	Signal to Noise Ratio
TKE	Turbulente kinetische Energie
UHC	Unburned Hydrocarbons
VR	Validierungsrate

Dimensionslose Kennzahlen

Re	Reynoldszahl
We	Weberzahl
Oh	Ohnesorgezahl
S	Drallzahl

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Der steigende Energiebedarf der Welt wird momentan über eine Mischung aus fossilen, nuklearen und alternativen Energiequellen gedeckt. Dabei sind die Planungen der Energiepolitik für zukünftige Entwicklungen sowohl auf politische und wirtschaftliche Strategien, als auch zunehmend auf den Schutz der Umwelt ausgerichtet.

Der Nutzbarmachung fossiler Energieträger und ihrer schadstoffarmen Verbrennung kommt dabei auch zukünftig eine hohe Bedeutung zu. In der langjährigen Entwicklung von Verbrennungskraftmaschinen, wie z. B. einer stationären- oder Triebwerksgasturbine, spielt in der Anfangsphase der Entwicklung die Untersuchung neuer Konzepte und Designs in Testanlagen eine tragende Rolle. Die dort verwendeten, unterschiedlichen Zwecken dienenden Entwicklungsprüfstände müssen einerseits flexibel und kostengünstig zu betreiben sein, andererseits aber Untersuchungen unter möglichst realistischen, gasturbinenähnlichen Bedingungen ermöglichen.

Die Brennkammer einer Gasturbine rückt dabei als Ort der Energieumwandlung gerade im Hinblick auf eine geforderte Schadstoffreduktion während der Verbrennung in den Vordergrund der Untersuchungen. Um die Schadstoffemissionen zukünftiger Flugzeugtriebwerke gemäß den Bestimmungen der International Civil Aviation Organisation (ICAO) zu reduzieren, werden unterschiedliche Konzepte der Verbrennung untersucht, wobei die Untersuchung einer mageren, vorgemischten Verbrennung („lean premixed (pre-vaporised)“, LP bzw. LPP) in den Vordergrund der Untersuchungen gerückt ist.

Eine effiziente Verbrennung und die Vorhersagbarkeit der thermischen Belastung der Turbine sind neben der Emissionsbeeinflussung weitere Ziele bei der Konstruktion und Auslegung einer Brennkammer. Dabei spielen in der Entwicklung von Brennkammern neben dem qualitativen Beschreiben von Änderungen bei einer Parameter- oder Designvariation auch die quantitative Kenntnis von relevanten Messgrößen eine Rolle. Der Einsatz numerischer Simulationen ist ein weiteres hilfreiches und wichtiges Werkzeug zur Vorhersage von Betriebseinflüssen, die in der Entwicklung einer Gasturbine eine Rolle spielen.

Die verschiedenen Entwicklungsstufen eines Flugzeugtriebwerks durchlaufen einzelne Phasen unterschiedlicher Komplexität. Untersuchungen unter den genannten realistischen Umgebungsbedingungen, insbesondere die Erforschung von Verbrennungsbedingungen unter erhöhtem Druck und realistischen Verbrennungslufttemperaturen, sind dabei ein wichtiger Baustein in der Erforschung zukünftiger Gasturbinenbrennkammern.

1.2 Stand der Technik

1.2.1 Anforderungen an eine Gasturbinenbrennkammer

Die technischen und wirtschaftlichen Anforderungen an eine Gasturbinenbrennkammer sind vielfältig und zum Teil entgegengesetzt. Grundsätzlich muss bei der Auslegung der Brennkammer auf eine kostengünstige Herstellung und niedrige Wartungskosten bei einer möglichst langen Lebensdauer geachtet werden. Die Form, das Gewicht und die Kompaktheit des kompletten Triebwerks sind für den Einsatz an Flugzeugen zu optimieren und wirken sich daher auch auf die Auslegung der Brennkammer aus.

Im Betrieb ist eine effektive, dynamische und stabile Verbrennung von Kraftstoffen unter allen Betriebsbedingungen wichtig, wie auch die zuverlässige Zündbarkeit unter Flughöhenumgebungsbedingungen („altitude/windmill relight“). Eine entscheidende Rolle bei der Entwicklung der Brennkammer spielt der Ort und die Dosierung der Kühlluftzufuhr in die Brennkammer. Der Einlass von Kühlluft durch Öffnungslöcher in der Brennkammerwand muss angepasst an die Schadstoffreduktion und die Beeinflussung des Temperaturprofils am Turbineneintritt abgestimmt sein.

Die Schadstoffregulierung erfolgt bei Flugzeuggasturbinen aufgrund von Gewichts- und Formbeschränkungen über Primärmaßnahmen in der Verbrennungszone. Zu den emittierten Schadstoffen gehören langkettige Kohlenstoffverbindungen (Ruß), Kohlenmonoxid (CO), unverbrannte Kohlenwasserstoffe UHC („unburned hydrocarbons“) und das in seiner Bildung stark temperaturabhängige NO_x .

Die Reduktion von NO_x über die gezielte Kühlluftdosierung nach dem RQL-Prinzip („rich burn-quick quench-lean burn“) ist dabei eine Möglichkeit der Schadstoffreduktion [56]. Alternative Prinzipien nutzen den Einsatz von mageren Flammen mit geringeren Maximaltemperaturen. Durch das Verwenden einer mageren Hauptflamme wird ein Luftüberschuss in der gesamten Verbrennungszone grundsätzlich verhindert, so dass die Bildung von thermischen Stickoxiden reduziert wird. Durch den Einsatz von fetten Pilotflammen bleibt die Zündzuverlässigkeit auch bei einem zeitweiligen Ausfall der mageren Hauptflamme gegeben. Der Nachteil dieser LP(P)-Prinzipien besteht in der Vorverdampfung und Vormischung des Kraftstoffs mit der Verbrennungsluft. Durch die Vorverdampfung ist eine höhere Rückschlagsgefahr der Flamme zurück in die Kraftstoffdüse gegeben.

1.2.2 Lasermesstechniken in Verbrennungsumgebungen

Der Einsatz nicht invasiver Lasermessmethoden ermöglicht zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messungen, deren Ergebnisse ein realistisches Bild der Bedingungen in technischen Applikationen liefern. Sie spielen in der Verbrennungsforschung eine fundamentale Rolle und sind weit verbreitet [65, 29, 100, 26, 72]. Die verschiedenen Messtechniken werden dabei in Umgebungen eingesetzt, die durch hohe Drücke und hohe Temperaturen gekennzeichnet sind. Turbulente Strömungsgeschwindigkeiten werden mittels Messtechniken, wie der in Kapitel 2.5 angeführten Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ermittelt und sind in der Lage, bis zu drei Geschwindigkeitskomponenten gleichzeitig zu messen. Konkurrierend dazu kann Particle Image Velocimetry (PIV) [91, 115] zur flächenhaften Geschwindigkeitsmessung benutzt werden. Neue Entwicklungen bezüglich des Einsatzes von Hochgeschwindigkeitskameras und entsprechenden Hochgeschwindigkeitslasersystemen ermög-

lichen Messtechniken, die mit Repetitionsraten den kHz-Bereich zeitlich auflösen können [52, 10, 61, 11].

Spezieskonzentrationen innerhalb der Verbrennung können über laserinduzierte Fluoreszenz-Messtechniken (LIF) visualisiert und analysiert werden. Die Verfahren sind verbreitet und bieten bei mageren Flammen und eines chemischen Gleichgewichts die Möglichkeit, Temperaturen zu bestimmen [39]. Über die messtechnisch sehr aufwendig zu realisierende Kombination von Raman- und Rayleigh-Streuung ist sowohl die Spezieskonzentrations-, als auch die Temperaturbestimmung der Gasphase möglich [43, 38]. Ihr Einsatz ist aufgrund ihrer Komplexität in Hochdruckverbrennungssystemen zur Zeit kaum anwendbar. Eine alternative, angewandte Temperaturmesstechnik ist die kohärente anti-Stokes Raman Spektroskopie (CARS), die ebenfalls eine Gasphasentemperaturmessung ermöglicht [18].

Zur Bestimmung von Tropfencharakteristika steht u. a. die Messtechnik der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) zur Verfügung [1]. Untersuchungen der dispersen Phasen von Kerosinsprays unter Hochdruckbedingungen liegen für unterschiedliche Konfigurationen vor [101, 7]. Der Einsatz der PDA bei eingeschlossenen, vorgeheizten Verbrennungsumgebungen ist mit hohen, messtechnischen Komplikationen verbunden [7, 15] und bedarf vor einer Messung einer genauen Einflussparameterstudie [60, 12, 59, 116].

Alternative durchmesserbestimmende Messverfahren wie Interferometric Particle Imaging (IPI) [22, 64] zeigen in dichten Sprays eine beschränkte Anwendbarkeit. Neue Trends wie die Kombination von Mie- und laserinduzierter Fluoreszenz-Techniken [106] sind aufgrund des frühen Stadiums ihrer Entwicklung noch nicht in techniknahen Anwendungen einsetzbar. Phänomenologische Beschreibungen von Spraycharakteristika sind anhand von Mie-Streuungsaufnahmen möglich und werden auch bei der Vermessung von drallstabilisierten Flammen meist in Kombination mit anderen Messtechniken angewendet [79].

Die in dieser Arbeit untersuchte Airblastdüse ist Bestandteil der Forschungsarbeiten innerhalb des Sonderforschungsbereichs SFB 568 [41, 4, 33]. Sprayuntersuchungen an nicht vorgewärmten, offenen Systemen [4] bilden dabei einen Bestandteil der Forschungen. Die in den Arbeiten von Gnirß [41] und Findeisen [33] gezeigten Untersuchungen des Atomizers dokumentieren das Strömungsverhalten an einer Modellmischkammer unter atmosphärischen Bedingungen. Insbesondere wurde die Beeinflussung mehrerer in Reihe positionierter Airblastatomizern auf die Strömung der kalten Verbrennungsluft untersucht.

Die Untersuchungen der Sprayeigenschaften finden in der vorliegenden Arbeit unter erhöhtem Kammerdruck und unter Einsatz von vorgewärmter Verbrennungsluft sowohl in reagierenden und als auch in nicht reagierenden Fällen statt. Dies sind gasturbinenähnliche, realistischere Bedingungen, die hohe Ansprüche an die Applikation von Messtechniken stellen. Die Komplexität der Messungen ist durch das Vorliegen einer eingeschlossenen Konfiguration weiter erhöht.

Ein zusätzlicher generischer Drallbrenner ist in dieser Arbeit im Rahmen des EU-Projekts TIMECOP mit Kerosindampf als Kraftstoff am Eindüsenektor des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Köln untersucht worden. Untersuchungen dieser Düse mit dem Brennstoff Methan lagen vor [114, 56]. Die Auswirkungen einer Druckerhöhung auf die Flammenstruktur und die Untersuchung der zugrunde liegenden, turbulenten Strömung stellt einen weiteren Schritt hin zu realistischeren Betriebsbedingungen dar.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die Struktur dieser Arbeit gliedert sich in die folgenden Abschnitte

- Die Einleitung dieses Kapitels 1 beschreibt die zugrunde liegende Motivation der Arbeit. Die Bedeutung experimenteller Untersuchungen an generischen Gasturbinenbrennkammern wird vorgestellt. Dies wird in den Kontext der Gesamtentwicklung eines Triebwerks und den vielseitigen Anforderungen an die Entwicklung und Erforschung neuer Konzepte eingeordnet.
- Das folgende Kapitel 2 beschreibt die Grundlagen und Prinzipien der eingesetzten Messtechniken. Die Vor- und Nachteile ihres Einsatzes in eingeschlossenen Konfigurationen werden herausgearbeitet. Grundsätzliche Voraussetzungen an die Messobjekte und die Messtechniken werden in diesem Kapitel genannt. Eingeleitet wird dieses Kapitel mit einer kurzen Einführung in die Eigenschaften turbulenter Strömungen und in die Generierung eines Sprays.
- Die Versuchsaufbauten der Messtechniken an den Versuchsanlagen des Fachgebiets Energie- und Kraftwerkstechnik (EKT) und der DLR werden in Kapitel 3 und Kapitel 4 vorgestellt. Die zugrunde liegenden Konzepte der Aufbauten und verwendeten Messmethodiken werden erklärt. Die dabei verwendeten Düsen, zum einen ein Airblast-Atomizer (EKT) und zum anderen ein Drallbrenner (DLR), werden vorgestellt.
- In Kapitel 5 werden die Auswirkungen von Parametereinstellungen der Testanlage, der Hard- und Software und des optischen Aufbaus auf die Messergebnisse erörtert. Weiterhin werden die unterschiedlichen Messbedingungen bei Messungen im reagierenden und nicht reagierenden Fall herausgearbeitet.
- Die Ergebnisse der Messungen an beiden Eindüsensektoren sind Bestandteil der Kapitel 6 und 7. Insbesondere wird dabei auf die Einflüsse von Druck- und Temperaturvariationen auf Durchmesser- und Geschwindigkeitsverteilungen in Wasser- und Heptansprays eingegangen. Weiterhin wird der Einfluss einer Druckvariation auf die Struktur einer turbulenten Flamme erörtert.
- Im Kapitel 8 werden die Ergebnisse der beiden vorherigen Kapitel diskutiert. Schlussfolgerungen und Interpretationen sind Bestandteil dieses Kapitels.
- Abgeschlossen wird diese Arbeit mit einer Zusammenfassung in Kapitel 9, die einen Überblick über die Untersuchungen liefert. Im Ausblick werden Anregungen für zukünftige Untersuchungen gegeben. Das Literaturverzeichnis bildet den Anhang dieser Arbeit.

Kapitel 2

Grundlagen und Messmethoden

2.1 Charakterisierung turbulenter Strömungen

In diesem Kapitel wird eine theoretische Beschreibung von turbulenten Strömungen vorgestellt, die den experimentell untersuchten Ein- und Zwei-Phasen-Systemen zugrunde liegt. Es werden die wichtigsten Methoden und Begriffe vorgestellt, auf die in späteren Teilen der Arbeit Bezug genommen wird. Unterteilt ist dieses Kapitel in eine kurze Einführung der Navier-Stokes-Gleichung und in die Definition von Längen- und Zeitskalen in turbulenten Strömungen.

Strömungen von Fluiden können in laminare und turbulente Strömungen unterteilt werden. Laminare Strömungen zeichnet bei gegebener Strömungsgeschwindigkeit ihr stationärer und damit determinierter Zustand aus. Turbulente Strömungen folgen aus laminaren Strömungen, falls auftretende Instabilitäten in der Strömung nicht mehr ausreichend gedämpft werden. Zur Beschreibung von Turbulenz ist die Reynoldszahl Re maßgeblich, eine dimensionslose Kennzahl, die das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften beschreibt:

$$Re = \frac{vl\rho}{\eta} \quad (2.1)$$

Dabei sind v und l eine für den jeweils untersuchten Fall charakteristische Geschwindigkeit bzw. Länge, ρ ist die Dichte des strömenden Fluids und η die dynamische Viskosität. Im Bereich des Übergangs von einer laminaren Strömung ($Re < Re_{krit}$) zu einer turbulenten Strömung ($Re > Re_{krit}$) spricht man von der Transition ($Re \approx Re_{krit}$).

Turbulente Strömungen sind charakterisiert über ihre

- stochastischen Bewegungen und daher Instationarität und ihre räumliche Dreidimensionalität,
- durch Reibung induzierte Drehungen und Wirbel,
- Dissipativität, d. h. durch ihre Umsetzung von turbulenter kinetischer Energie in Wärmeenergie.

In turbulenten Strömungen liegen makroskopische und mikroskopische Transportvorgänge vor, die sowohl zu hohen Impulstransporten und daher Druckgradienten, als auch zu einer schnellen Durchmischung führen, was diese Strömungsform für die Verbrennung prädestiniert.

In der Kontinuumsmechanik für Newtonsche Fluide werden die Kontinuitätsgleichung und die Impulserhaltung über die folgenden Bilanzgleichungen in kartesischen Koordinaten ausgedrückt (Informationen zur Herleitung u.a. [87, 105]):

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t}(u_i) + \rho u_j \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \eta \left[\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i \quad (2.3)$$

Dabei sind η die dynamische Viskosität, $u_{i,j,k}$ die Geschwindigkeitsvektoren des Fluids und g_i ist die i-Komponente des Erdbeschleunigungsvektors. δ_{ij} bezeichnet das Kronecker Delta.

Aus der dreidimensionalen instationären Impulserhaltungsgleichung 2.3 und der Kontinuitätsgleichung 2.2 lässt sich für den Sonderfall konstanter Dichte $\rho = \text{const}$ und konstanter kinematischer Viskosität $\nu = \text{const}$, für eine inkompressible Strömung folgende Erhaltungsgleichung herleiten

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + g_i + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.4)$$

Diese sogenannte Navier-Stokes-Gleichung, eine nichtlineare partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung, lässt sich unter den oben genannten vereinfachenden Annahmen und der Annahme des idealen Gasgesetzes lösen. Die Anzahl der Unbekannten ist auf die Anzahl der Gleichungen reduziert worden.

Wendet man die Navier-Stokes-Gleichung auf turbulente Strömungen an, so interessieren im Folgenden die experimentell ermittelbaren Mittelwerte der Geschwindigkeiten und die Betrachtung ihrer Schwankungen.

Die von Reynolds eingeführte Definition der mittleren turbulenten Strömungsgeschwindigkeit (das sogenannte „Reynolds averaging“ [96]), gegen die die Geschwindigkeitswerte zeitgemittelt konvergieren, wird über den Zusammenhang

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i \quad (2.5)$$

definiert. Der momentane Wert u_i setzt sich demnach aus dem zeitlichen Mittelwert $\overline{u_i}$ und dem Fluktuationswert u'_i , für dessen Mittelwert $\overline{u'_i} = 0$ gilt, zusammen.

Wird diese Mittelung in die Impulsgleichung 2.4 eingesetzt und erneut gemittelt, ergeben sich die folgenden, unter dem Namen „Reynolds-averaged Navier-Stokes“ (RANS) bekannten Gleichungen:

$$\rho \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = \eta \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \rho g_i \quad (2.6)$$

Darin ist η die dynamische Viskosität, die mit der kinematischen Viskosität über $\rho\nu = \eta$ in Verbindung steht. Der Tensor der Fluktuationen $\rho \overline{u'_i u'_j}$, der „Reynolds-Stress-Tensor“, besteht aus 6 unabhängigen Komponenten, die dazu führen, dass das Gleichungssystem unbestimmt ist. Diese Schließungsproblematik beim Lösen der Differentialgleichung kann

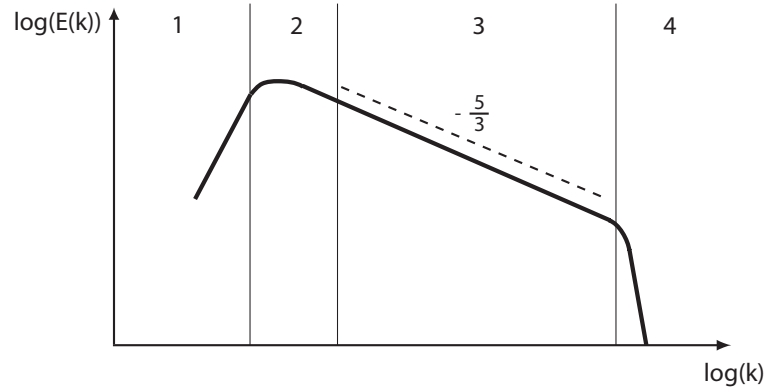


Abb. 2.1: Typisches Energiedichtespektrum einer turbulenten Strömung.

über die Anwendung von Modellen gelöst werden, deren bekannteste Vertreter Zweigleichungsmodelle wie das $k-\epsilon$ Modell sind. Aus der Gleichung 2.6 wird sichtbar, dass zur Beschreibung der Turbulenz neben den Mittelwerten auch Fluktuationen relevant sind.

2.2 Längen- und Zeitskalen in turbulenten Strömungen

Turbulente Strömungen weisen eine hierarchische Struktur auf, die sich mittels zeitlicher und räumlicher Skalen beschreiben lässt. Durch eine Fouriertransformation einer Zweipunktkorrelation der Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten lassen sich diese herleiten.

Die Zweipunktkorrelation R_{ij} sei wie folgt definiert:

$$R_{ij}(x_k, x_k + \Delta x_k, t, t + \Delta t) = \overline{u'_i(x_k, t) \cdot u'_j(x_k + \Delta x_k, t + \Delta t)} \quad (2.7)$$

Durch die Anwendung der Fouriertransformation auf diese Korrelation erhält man den Spektraltensor

$$\Phi_{ij}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\vec{k}\vec{r}} R_{ij}(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (2.8)$$

aus dem über die Volumenintegration aller Wellenzahlvektoren \vec{k} , mit $K = |\vec{k}|$, die Energie-Spektralfunktion über

$$E(K) = \frac{1}{2} K^2 \oint \Phi_{ij}(\vec{k}) dS(\vec{k}) \quad (2.9)$$

hervorgeht [53]. Ein typisches Energiespektrum einer turbulenten Strömung ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Der Bereich 1 ist durch die geometrieabhängigen Wirbelstrukturen geprägt, die z. B. in Form von Randstrahlen in Freistrahlen auftreten. Der Bereich 2 beinhaltet das Maximum

der Verteilung, das mit dem integralen Längenmaß verknüpft ist [87]. Der Trägheitsbereich (Bereich 3) ist geprägt durch einen $E \approx k^{-\frac{5}{3}}$ -Abfall der Kurve. Im Trägheitsbereich wird die turbulente kinetische Energie in Folge des nicht linearen Konvektionsterms der Impulsgleichung kaskadenartig von größeren auf kleinere Wirbel übertragen, bevor sie schließlich im Bereich der Kolmogorovschen Mikroskalen (Bereich 4), in dem die viskosen gegenüber den Trägheitskräften bedeutend werden, dissipiert. Kleinere Wirbel sind aufgrund der Dämpfung der Instabilitäten der Strömung durch Reibung im Bereich der Mikroskalen nicht möglich, da die zugeführte Energie dissipiert wird.

Im Dissipationsbereich können durch eine Dimensionsanalyse die Kolmogorovschen Mikroskalen bestimmt werden. Diese beschreiben die kleinsten existierenden Wirbel und definieren die turbulenten Längen- und Zeitmaße η_{Kol} und τ_{Kol}

$$\eta_{Kol} \equiv \left(\frac{\nu^3}{\epsilon_d} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.10)$$

$$\tau_{Kol} \equiv \left(\frac{\nu}{\epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.11)$$

dabei beschreibt ϵ_d die Dissipationsrate.

Die vorliegende Arbeit untersucht turbulente Strömungen auch im reagierenden Fall, d. h. unter Verbrennungsbedingungen. Der Fokus dieser Arbeit war nicht die Untersuchung der chemischen und physikalischen Vorgänge innerhalb einer turbulenten Verbrennung, deshalb wird an dieser Stelle auf die Arbeiten von Peters [85] und Warnatz [112] hingewiesen, die diese beschreiben. Eine Untersuchung turbulenter Verbrennung war auch Bestandteile der Arbeiten von Janus [56], Freitag [34] und Düsing [27].

2.3 Generierung des Sprays

Als Spray wird ein Ensemble von Flüssigkeitstropfen betrachtet, das in eine kontinuierliche Phase injiziert wird. In dieser Arbeit ist die kontinuierliche Phase entweder Luft oder ein Kraftstoff-Luft-Gemisch.

Beispiele für natürlich vorkommende Sprays sind neben Regen auch die im Folgenden näher untersuchten Aerosole, z. B. Nebel, deren Tropfendurchmesser im Bereich von wenigen Mikrometern liegen.

Bei der Generierung von Sprays in technischen Verbrennungssystemen, beispielsweise bei der Kraftstoffeindüsung in Motoren oder in Gasturbinen, wird neben einer schmalen Breite der Tropfendurchmesserverteilung ein kleinstmöglicher Ensembledurchmesser angestrebt. Dies führt dazu, dass das erhöhte Oberflächen-Volumen-Verhältnis den erforderlichen Phasenwechsel des Kraftstoffs beschleunigt.

Die unterschiedlichen Gasturbinenzerstäubertypen basieren auf der Zerstäubung von Tropfen eines Primärsprays. Durch hohe Relativgeschwindigkeiten der dispersen zur kontinuierlichen Phase entstehen Trägheitskräfte auf die Tropfenoberfläche, die die endgültige Zerstäubung bewirken.

Die Atomizertypen lassen sich in die Klassen der „pressure atomizer“, „rotary atomizer“, „air-assist“ und „airblast-atomizer“ unterteilen [70]. Erstere erhöhen die Geschwindigkeit der Tropfen der Kraftstoffinjektion durch Druck oder Rotationskräfte. Letztere

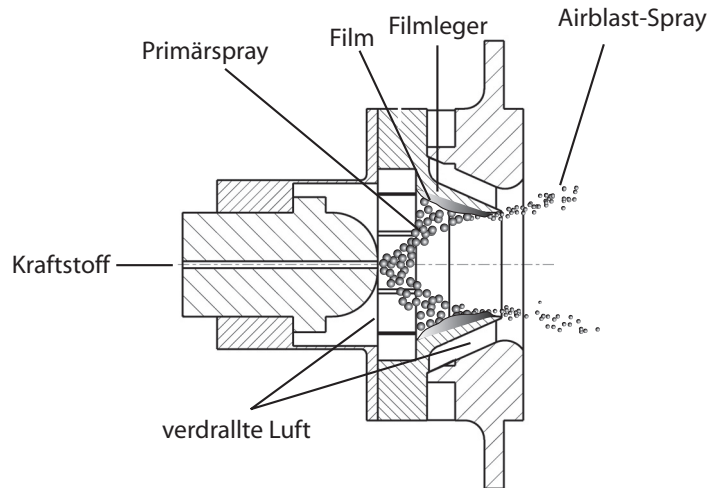


Abb. 2.2: Darstellung des Sprayentstehungsprozesses anhand des verwendeten MTU-Airblast-Atomizers: Entstehung eines Films aus dem Primärspray des Injektors, aus dem durch Zerstäubung in der Scherschicht einer verdrehten Luftströmung Tropfen entstehen.

beiden Klassen erreichen die erhöhte Relativgeschwindigkeit zwischen den Fluiden durch langsame Injektion des Kraftstoffs in die hochturbulente Strömung der Verbrennungsluft.

Die in dieser Arbeit untersuchte Düse gehört zu den „prefilming airblast-atomizer“, die in kontinuierlich strömenden Verbrennungssystemen wie Flugzeug-, Hubschraubertriebwerken oder teilweise in stationären Gasturbinen eingesetzt werden [94, 69].

Abb. 2.2 zeigt den Entstehungsprozess des Sprays und das Funktionsprinzip, der in dieser Arbeit verwendeten Airblast-Düse. Nach dem Aufbringen des Hohlkegelprimärsprays auf den Filmleger werden die Tropfen aus diesem Kraftstofffilm und aus den dort teilweise entstehenden Ligamenten gebildet. Daraufhin gelangen die Tropfen in die Scherschicht der zwei gleichsinnig verdrehten, vorgeheizten Verbrennungsluftströme. In dieser Scherschicht nach der Abrisskante des Filmlegers werden einzelne Tropfen durch Scherkräfte in der Scherzone weiter verkleinert und mit der Hauptluftströmung in den Brennraum transportiert.

Ein Sprayzerfall wird in einen Primärzerfall und einen Sekundärzerfall unterteilt. Der Primärzerfall beschreibt die Entstehung von Tropfen aus einer Flüssigkeit wie einem Flüssigkeitsfilm, einem Flüssigkeitsstrahl oder aus großförmigen, asphärischen Ligamenten großer Oberfläche (vor allem) innerhalb der Düse. Ein Sekundärzerfall definiert die Entstehung von Tropfen durch das Wechselspiel von äußeren hydrodynamischen Kräften zu stabilisierenden Oberflächenkräften [31, 86]. Der Sekundärzerfall kann an bestehenden Tropfen nach dem Primärzerfall, d. h. nach der Ablösung der Tropfen vom Filmleger, eintreten.

Der Sekundärzerfall wird über die dimensionslose Weberzahl beschrieben, die wie folgt definiert ist

$$We = \frac{\rho_g v_{rel}^2 D}{\sigma}. \quad (2.12)$$

In dieser Gleichung sind v_{rel} die Relativgeschwindigkeit der kontinuierlichen zur dispersen Phase, ρ_g ist die Dichte der kontinuierlichen Phase und $\sigma(T)$ die Oberflächenspannung des Tropfens.

Unterhalb einer kritischen Weberzahl We_{crit} tritt kein weiterer Tropfenzerfall auf, außer dem stets vorhandenen vibrationalen Aufbrechen. Das vibrationale Aufbrechen der Tropfen wird durch Oszillationen der umgebenden Luft hervorgerufen, deren Frequenz in der Resonanzfrequenz des Tropfens liegen [86].

Viskose, innerhalb der Tropfenflüssigkeit auftretende Effekte wirken sich ebenfalls auf den Tropfenzerfall aus. Sie werden über die dimensionslose Ohnesorgezahl On beschrieben, die wie folgt definiert ist

$$On = \frac{\eta_d}{(\rho_d D \sigma_d)^{0,5}}. \quad (2.13)$$

Darin ist η_d die dynamische Viskosität des Tropfens d mit dem Durchmesser D .

Die von Pilch et al. [86] eingeführte kritische Weberzahl We_{crit} für Tropfen, die instantan in eine schnelle Strömung eingebracht werden, wird über die Ohnesorgezahl durch den Zusammenhang

$$We_{crit} = 12(1 + 1,077On^{1,6}) \quad (2.14)$$

bestimmt [86]. Für den Tropfenzerfall in turbulenten Strömungen liegen die kritischen Weberzahlen nach Lefebvre [70] mit Werten von $We_{crit} \approx 1,04 - 1,18$ niedriger als nach Gl. 2.14 bei Ohnesorgezahlen $On \approx 1$.

Die Weberzahl der in dieser Arbeit untersuchten Fälle kann aufgrund der fehlenden Untersuchung der Geschwindigkeiten der kontinuierlichen Phase in der Zweiphasenmessung (s. Kap. 6.4) nur abgeschätzt werden. Legt man die im isothermen Einphasenfall gemessene lokale Geschwindigkeitsverteilung der Verbrennungsluft auch im Zweiphasenfall zugrunde, dann ergeben sich Weber- und Ohnesorgezahlen im Bereich von 10^{-2} . Aufgrund der gemessenen Tropfengrößen wird daher für den Großteil des Tropfenensembles kein Sekundärzerfall der Wasser- und Heptantropfen erwartet. Vereinzelt große Tropfen können allerdings einem Sekundärtropfenzerfall unterliegen.

2.3.1 Charakterisierungen von Tropfenverteilungen

Tropfenverteilungen lassen sich über eine Vielzahl von Mittelwerten beschreiben, die bestimmte Aspekte eines Sprays wie seine Feinheit und Verteilungseigenschaften unterschiedlich charakterisieren. Sprays können durch logarithmische Normalverteilungen, aber auch über die in der Literatur am häufigsten verwendeten sogenannte Rosin-Rammler-Verteilung beschrieben werden [95].

Diese Verteilung ist definiert durch

$$1 - Q = \exp\left(-\left(\frac{D}{X}\right)^q\right), \quad (2.15)$$

wobei Q den Anteil des Gesamtvolumens beschreibt, der durch die Summation aller Tropfenklassen unterhalb des gewählten Durchmessers D zum Gesamtvolumen beigetragen hat.

Die Parameter q und X sind Konstanten, die zur Beschreibung des technischen Sprays verwendet werden können. Der Wert q bestimmt die Breite der Verteilung und liegt für viele technische Sprays zwischen 1,5 und 4,0 [70]. Je höher q ist, desto schmaler ist die untersuchte Verteilung um einen Tropfendurchmesser verteilt. Der zweite Parameter X ist ein charakteristischer Durchmesser, für den folgender Zusammenhang gilt: $1 - Q = \exp(-1)$. Die Konstante X repräsentiert den Durchmesser, unterhalb dem 63,2% des totalen Gesamtflüssigkeitsvolumens liegen. Mit der Kenntnis dieser Parameter lassen sich weitere Durchmesser bestimmen, deren Angabe Auskunft über das unterhalb dieses Wertes liegende Gesamtvolumen des Sprays gibt ($D_{0.1}$, $D_{0.5}$ und $D_{0.9}$ ergeben die repräsentativen Durchmesser, die für 10, 50 und 90% des Spraygesamtvolumens stehen).

Die einzelnen Zusammenhänge lauten:

$$\frac{D_{0.1}}{X} = (0,1054)^{\frac{1}{q}}, \quad (2.16)$$

$$\frac{D_{0.9}}{X} = (2,3025)^{\frac{1}{q}}, \quad (2.17)$$

und

$$\frac{D_{0.5}}{X} = (0,693)^{\frac{1}{q}}. \quad (2.18)$$

Der Durchmesser $D_{0.5}$ wird auch „mass median diameter“ (MMD) genannt.

Zum Zweck statistischer Untersuchungen sind Mittelwerte über das Tropfenensemble notwendig, die von Rosin und Rammler [95] und Mugele et al. [81] definiert bzw. an technische Verbrennungssysteme angepasst wurden.

In der Verbrennung spielt die Kraftstoffverteilung im Verbrennungsraum eine entscheidende Rolle. Um den Volumen- und damit auch den Massenfluss des Kraftstoffs lokal bestimmen zu können, und gleichzeitig Informationen über die für die chemischen und physikalischen Reaktionen ausschlaggebende Gesamtoberfläche der Einzeltropfen und des Sprays zu erhalten, ist in der Verbrennungsforschung die Angabe des auf Mittelwerten beruhenden „Sauter Mean Diameters“ (SMD) üblich.

Dieser charakteristische Mittelwert für Durchmesserverteilungen vom kleinsten D_0 bis zum maximalen Durchmesser D_m ergibt sich rechnerisch aus der folgenden Betrachtung, deren Notation von Mugele und Evans [81] übernommen wurde

$$(D_{ab}^{a-b}) = \frac{\int_{D_0}^{D_m} D^a (dN/dD) dD}{\int_{D_0}^{D_m} D^b (dN/dD) dD}, \quad (2.19)$$

wobei a und b , physikalisch sinnvoll, die Werte von 0 bis 3 annehmen können.

Die Notation der Gleichung 2.19 geht nach Übergang von der kontinuierlichen Integral-schreibweise in die diskrete Schreibweise über in

$$(D_{ab}) = \left[\frac{\sum N_i D_i^a}{\sum N_i D_i^b} \right]^{\frac{1}{a-b}}, \quad (2.20)$$

wobei i das betrachtete Durchmesserintervall, N_i die Anzahl der Tropfen in diesem Intervall und D_i der arithmetische Mittelwert des Durchmessers im Intervall ist.

Tab. 2.1: Mugele- und Evans-Notation der Durchmesser und Anwendungsbeispiele [81].

a	b	Symbol	Name	Anwendung
1	0	D_{10}	Länge	Längenvergleiche
2	0	D_{20}	Oberfläche	Oberflächenvergleiche
3	0	D_{30}	Volumen	Volumenvergleiche
2	1	D_{21}	Oberfläche-Länge	Absorption
3	1	D_{31}	Volumen-Länge	Verdampfung
3	2	D_{32}	Sauterdurchmesser	Massenflüsse, Reaktionen

Der Mittelwert D_{10} (s. Tab. 2.1) definiert den linear gemittelten Durchmesser aller Tropfen im Spray. Der Mittelwert D_{30} definiert, multipliziert mit der Flüssigkeitsdichte ρ_L und der Tropfenanzahl N in den Intervallen i , das Gesamtvolumen des Sprays. Dieser „mass mean diameter“ (ebenfalls MMD abgekürzt) beschreibt im Gegensatz zu seinem repräsentativen Pendant „mass median diameter“ den statistischen Mittelwert der Massenverteilung. Der in dieser Arbeit zur Charakterisierung der Sprays verwendete SMD ist der Durchmesser des exemplarischen Tropfens, dessen Verhältnis von Volumen zu Oberfläche, dem Verhältnis des gesamten Tropfenensembles im Spray entspricht.

Keiner der angeführten repräsentativen oder aus der Statistik stammenden charakteristischen Durchmesser kann ein Spray komplett beschreiben, eine Miteinbeziehung der Verteilungsfunktion ist immer notwendig. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist es dennoch üblich, sich bei der Diskussion von Sprays auf einen der möglichen Mittelwerte zu beschränken.

2.4 Mie-Streuung

Die Kenntnis von Sprayeindringtiefe und des -winkels sind für die Charakterisierung von Spraybildung und Kraftstoffverteilung innerhalb eines Brenners relevant. Tropfen, die in eine Umgebung heißer, verdrahter Verbrennungsluft injiziert werden, gehen räumlich und zeitlich schnell durch Verdampfung von der flüssigen in die gasförmige Phase über, so dass die Zwei-Phasen-Strömung mit wachsendem axialen Abstand zur Düse zu einer Ein-Phasen-Strömung (Luft-Brennstoffdampf-Gemisch) wird.

Durch die experimentelle Detektion von Streulicht an Flüssigkeitstropfen kann quantitativ die räumliche Verteilung der Tropfen bestimmt werden. Der verwendete optische Aufbau zur Erzeugung eines aufgeweiteten, planaren Lichtsheets eignet sich parallel für weitere in der Verbrennungsdiagnostik anwendbare optische Messtechniken wie das bildgebende, tropfendurchmesserbestimmende „interferometric particle imaging“ (IPI) [40] (auch „interferometric Mie imaging“ (IMI) genannt) oder die tropfengeschwindigkeitsmessende „particle image velocimetry“ (PIV) [91]. Der Vorteil dieser bildgebenden Verfahren ist eine simultane großflächige Erfassung der Tropfen in der Messebene und die Möglichkeit, großflächige Strukturen und räumliche Tendenzen gut erfassen zu können.

2.4.1 Lichtstreuung an kleinen Partikeln

Trifft eine ebene elektromagnetische Welle auf ein sphärisches, homogenes Partikel, entsteht eine Streuung der einfallenden Welle in alle Raumrichtungen, die sich aus Reflexion, Brechung und Beugung des Lichts am Partikel zusammensetzt (s. Kap. 2.6.2).

Die Lorenz-Mie-Theorie (LMT) nach Ludvig Lorenz und Gustav Mie [80], beschreibt die Lösung dieses Problems der Elektrodynamik analytisch unter Verwendung der Maxwell'schen Gleichungen, angepasst an die Randbedingungen bei der Wechselwirkung von Licht mit sphärischen Partikeln. Zusammenfassungen zum Aufbau der Theorie finden sich in [51, 1].

Das emittierte Streulicht hat die gleiche Wellenlänge λ wie das eingestrahlte Licht und ist in seiner Streuintensität I_S abhängig von

- der lokalen Intensität $I(x)$ des eingestrahnten Laserlichtes,
- dem Durchmesser d_p des sphärischen Tropfens,
- dem Brechungsindex n_P des Tropfens,
- der Polarisierung P des Lichts zur Streuebene,
- dem Detektionswinkel in Bezug zur Strahlpropagationsrichtung.

In Abhängigkeit eines dimensionslosen Parameters x_M , definiert durch

$$x_M = \frac{\pi d}{\lambda}, \quad (2.21)$$

wird die Streuung über die Rayleigh-Streuung, die Mie-Streuung und über die geometrische Optik beschrieben. Dabei behält die LMT auch in den Durchmesserbereichen $d_p > \lambda$ ihre Gültigkeit, wird allerdings aus Gründen der Einfachheit im Allgemeinen durch die geometrische Optik beschrieben.

Falls der Mie-Parameter $x_M < 0,3$ ist, d. h. dass der Durchmesser der Tropfen deutlich kleiner ist als die Wellenlänge des Lichts, wird die Rayleigh Näherung zur Berechnung des Streuverhaltens verwendet. Für den Bereich $0,3 \leq x_M \leq 20$ wird die LMT verwendet, während im Bereich $x_M > 20$ die geometrische Optik angewandt wird (Abb. 2.3).

Abb. 2.3 zeigt die aus der analytischen Lösung der LMT gewonnene Verteilung der Streulichtintensitäten für die Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ bei einer Laserleistung von 10 W, unter einem Detektionswinkel von $\Theta_M = 90^\circ$ logarithmisch über den Partikeldurchmesser aufgetragen. Die, in dieser Abbildung vor allem im Bereich des Übergangs vom Mie-Bereich zum Bereich der geometrischen Optik vorhandenen Oszillationen im Verlauf der Streulichtintensität folgen aus den Einflüssen der Stetigkeitsbedingungen für die Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen.

Der Tropfendurchmesser ist, bedingt durch diese Oszillationen der Intensität, nicht eindeutig durch die gemessene Streulichtintensität definiert, sondern umfasst einen Durchmesserbereich Δd_p . Dennoch behält die Näherung, dass die Streulichtintensität proportional zur Oberfläche (bzw. zu d^6) ist, im Bereich der geometrischen Optik und Mie-Streuung (bzw. der Rayleigh-Streuung) ihre Gültigkeit.

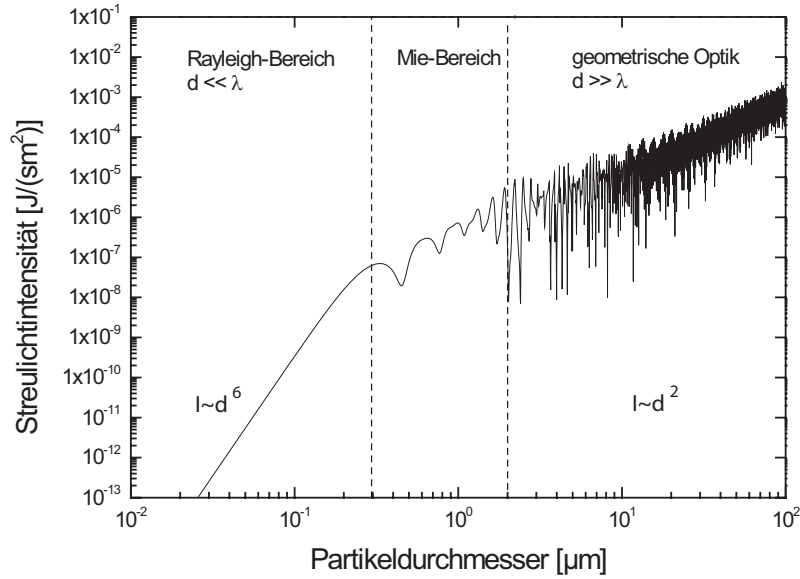


Abb. 2.3: Intensitätsverlauf der Streulichtstrahlung in Abhängigkeit von Durchmesser des Partikels. Dargestellt ist der Verlauf für eine senkrechte Polarisation des Laserlichts zur Streuebene. Das Streulichtdiagramm wurde durch das Programm FLMT (Fourier-LMT) erstellt.

Eine genaue, diese Streulichtoszillationen der Mie-Streuung berücksichtigende Bestimmung des SMD ist neben den Messtechniken PDA und IPI auch über die Kombination von LIF und Polarisations-Mie-Technik (LIF/Mie-Technik) möglich [106, 57]. In diesen Techniken wird das volumenabhängige Fluoreszenzsignal in Bezug zu seiner oberflächenabhängigen Streulichtintensität gesetzt.

In Abb. 2.4 wird die räumliche, logarithmische Verteilung der Streuintensität für unterschiedliche Mie-Parameter wiedergegeben. Bei der LDA-Messtechnik kann für die Messung des Streulichts der Seedingpartikel im Messvolumen unter Vorwärtsstreurichtung ($0^\circ < \Theta_M < 90^\circ$) eine bis zu Faktor 10^3 größere Streuintensität genutzt werden, als bei der Messung des Rückwärtsstreulichts ($90^\circ < \Theta_M < 180^\circ$). Diese ist allerdings messtechnisch einfacher zu erfassen.

Die Mie-Streuung an Tropfen zur Charakterisierung des Sprays wird in dieser Arbeit aufgrund des beschränkten optischen Zugangs und der zur Auswertung benötigten Signalintensitäten unter einem Detektionswinkel von $\Theta_M = 90^\circ$ gemessen.

2.5 Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

2.5.1 Grundlagen und das Prinzip der LDA

Die optische Strömungsmesstechnik Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) wird eingesetzt, um instantane Strömungsprozesse eines Fluids sowohl örtlich als auch zeitlich hochauflösend punktuell zu messen. Im Gegensatz zu ähnlich hochauflösenden, nichtoptischen Messmethoden, wie z. B. der Hitzdrahtanemometrie (HDA), ist die LDA nicht invasiv.

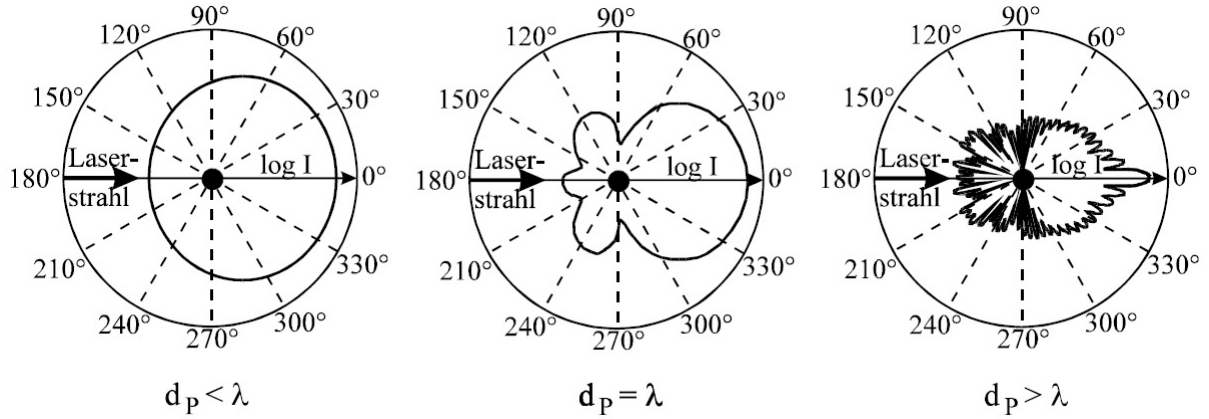


Abb. 2.4: Abhängigkeit der Mie-Streulichintensität vom Detektionswinkel für die Verhältnisse $d_P < \lambda$, $d_P = \lambda$, $d_P > \lambda$. Dargestellt ist die Intensität der senkrecht zur Streuebene stehenden Polarisation (entnommen aus [25]).

Die chemische Reaktionskinetik und der thermische Zustand der Strömung werden lediglich minimal verändert. Das Online-Messverfahren LDA hat weiterhin den Vorteil, kalibrationsfrei zu sein und es kann auch bei geringem a-priori-Wissen über die Strömung eingesetzt werden.

Erstmals wurde die Technik 1964 von Yeh et al. [117] angewandt. Die Entwicklung der Messtechnik und der neueste Stand der Forschung werden in den Werken von Albrecht et al. [1] und Ruck [97] behandelt.

Die dem Messprinzip zugrunde liegende Idee ist es, durch die Bewegung repräsentierender Impfpartikel (Seeding) Informationen über die Strömung des Trägermediums zu erhalten. Dabei wird eine durch den Dopplereffekt zweifach frequenzverschobene, monochromatische Mie-Streuung angestrahlter Festkörperpartikel detektiert. Diese wird mit der eigentlich zu messenden Fluidströmungsgeschwindigkeit im Messvolumen in Bezug gesetzt.

Da die Geschwindigkeiten in technischen Strömungen deutlich kleiner sind als die Lichtgeschwindigkeit ($v_{techn} \approx 10^2 \frac{m}{s}$, $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$), lassen sich die Frequenzverschiebungen erst dann mit vertretbarem technischen Aufwand auflösen, wenn ein Kreuzstrahlverfahren (Heterodynverfahren) benutzt wird [1]. Hierbei wird der kontinuierliche Laserstrahl über einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen gleicher Wellenlänge und Intensität aufgespalten, die sich im Messvolumen, d. h. in der Strahltaile, treffen. Dort entsteht eine niederfrequente Schwebung zweier durch die linsenbedingte Richtungsänderung der Laserstrahlpropagation leicht frequenzverschobener Strahlen (s. Abb. 2.5).

Die am Detektor empfangene Frequenz ergibt sich nach dem doppelten Dopplereffekt unter der Annahme von $c \gg |\vec{u}|$ und einer Taylorreihenentwicklung zu:

$$\Delta f = |f_{D1} - f_{D2}| \approx f_0 \left(\frac{\vec{u} \cdot \vec{e}_1}{c} - \frac{\vec{u} \cdot \vec{e}_2}{c} \right). \quad (2.22)$$

Dabei sind $f_{D1,2}$ die Frequenzen der Teilstrahlen, f_0 ist die unverschobene Grundfrequenz der Laserstrahlen, \vec{u} ist die Seedingpartikelgeschwindigkeit, $\vec{e}_{1,2}$ sind die Einheitsvektoren der Propagationsrichtung der Laserstrahlen und c ist die Lichtgeschwindigkeit.

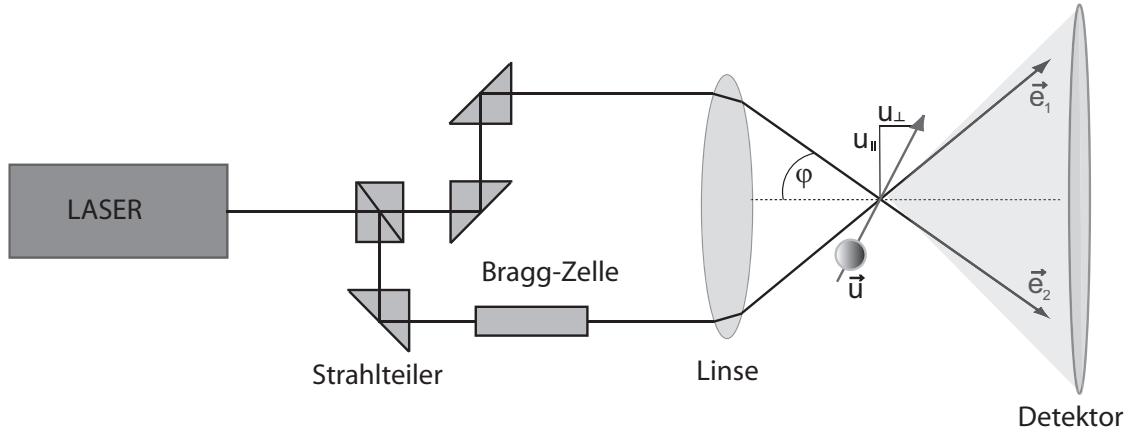


Abb. 2.5: Kreuzstrahlprinzip: Ein Partikel mit der Geschwindigkeit \vec{u} durchkreuzt das von den Teilstrahlen \vec{e}_1 und \vec{e}_2 gebildete Messvolumen.

Nach Einsetzen der Skalarprodukte der Vektoren und der Definition der Grundfrequenz f_0 durch die Wellenlänge λ , $\frac{f_0}{c} = \frac{1}{\lambda}$, gelangt man nach weiteren Umformungen mit trigonometrischen Additionstheoremen [19] zu folgendem Zusammenhang zwischen Frequenz und Partikelgeschwindigkeit:

$$\Delta f = 2u_{\perp} \frac{\sin \varphi}{\lambda}. \quad (2.23)$$

In dieser Gleichung ist φ der durch den optischen Aufbau definierte Schnittwinkel der Laserteilstrahlen zueinander.

Dieser Zusammenhang lässt sich auch über das anschauliche Interferenzstreifenmustermodell erklären. Aufgrund der Kohärenz, der Monochromasie und der gleichen linearen Polarisation [48] bildet sich im Kreuzungspunkt der Laserstrahlen ein Interferenzstreifenmuster (s. Abb. 2.6). Aus diesem ergibt sich der Streifenabstand Δx zwischen konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz zueinander:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}. \quad (2.24)$$

Nach Einsetzen der Geschwindigkeitsgleichung $u_{\perp} = \Delta x \Delta f$ für die Seedingpartikel, die das Interferenzstreifenmuster durchkreuzen, ergibt sich wieder die Beziehung (s. Gl. 2.23):

$$\Delta f = 2u_{\perp} \frac{\sin \varphi}{\lambda}. \quad (2.25)$$

Durch den skalaren Charakter der Frequenz gibt es keine Richtungsinformation über die Geschwindigkeit. Allerdings kann über ein instationäres Interferenzstreifenmuster und die daraus zusätzlich resultierende bekannte Frequenzänderung der Schwebungsfrequenz, die Bewegungsrichtung des Partikels bestimmt werden. Realisiert wird dies durch eine Bragg-Zelle, die intern über lokalisierte Dichteunterschiede eine gezielte Frequenzänderung

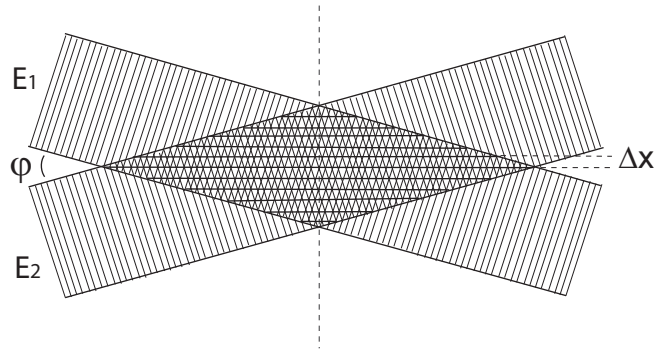


Abb. 2.6: Durch Kreuzen zweier Teilstrahlen im Winkel φ entstandenes Interferenzstreifenmuster im Messvolumen. Δx bezeichnet die Interferenzstreifenabstände.

an einem der beiden Teilstrahlen bewirkt (s. Abb. 2.5). Diesem Effekt liegen Photon-Phononen-Wechselwirkungen zugrunde.

Ein typisches LDA-Signal eines Partikels, das das Detektionsvolumen durchquert, ist in Abb. 2.7 dargestellt. Das Signal resultiert aus der Signalamplitudenänderung des Streulichts eines Seedingpartikels, wenn dieses ein ellipsoides dreidimensionales Interferenzstreifenmuster im Raum durchkreuzt. Die Form des Messvolumens ist durch die Lasermode TEM_{00} geprägt. Dargestellt ist ein Dopplersignal eines gleichförmig bewegten Partikels. Es besteht aus einem Trägersignal und einer diesem überlagerten Schwebung. Diese Schwebung (LDA-Burst) ist das zu messende Signal. Aus der Frequenz dieses LDA-Bursts kann nach Gleichung 2.23 die eindimensionale Geschwindigkeitsinformation gewonnen werden.

Die vollständige zwei- bzw. dreidimensionale Geschwindigkeitsinformation des Geschwindigkeitsvektors erfolgt über die gleichzeitige Messung von zwei bzw. drei Geschwindigkeitskomponenten. Dies geschieht über das Übereinanderlegen weiterer gekreuzter Laserstrahlpaare anderer Grundfrequenzen f_0 . Die resultierenden Messsignale werden später über Farbfilter bzw. Strahlteiler vor ihrer Detektion mit einem Photomultiplier pro Komponente getrennt.

Die vom Empfänger detektierte Mie-Streuung der Seedingpartikel (s. Kap. 2.4) erhält keinen Energieübertrag vom angestrahlten Seedingpartikel. Die Messsignale liegen in einem definierten Frequenzintervall $f_0 + \Delta f$ vor und können den einzelnen Geschwindigkeitskomponenten zugeordnet werden.

In Abb. 2.7 ist ein elliptisches Messvolumen der LDA dargestellt. In Kapitel 2.6.4 wird genauer auf die Unterschiede von Mess- und Detektionsvolumina eingegangen. Typische LDA-Messvolumina haben in Vorwärtsstreuung eine Längsachsenlänge von $200 - 500 \mu\text{m}$ und eine Querachsenlänge von 50 bis $100 \mu\text{m}$, jeweils abhängig vom verwendeten optischen Aufbau. Das Messvolumen definiert sich über die Brennweite f_L der verwendeten achromatischen Sammellinse am Sender der LDA-Anlage und über die Spaltbreite des Empfängerspalts vor der segmentierten Fokussierlinse, die die optischen Signale in Glasfaserleitungen einkoppelt.

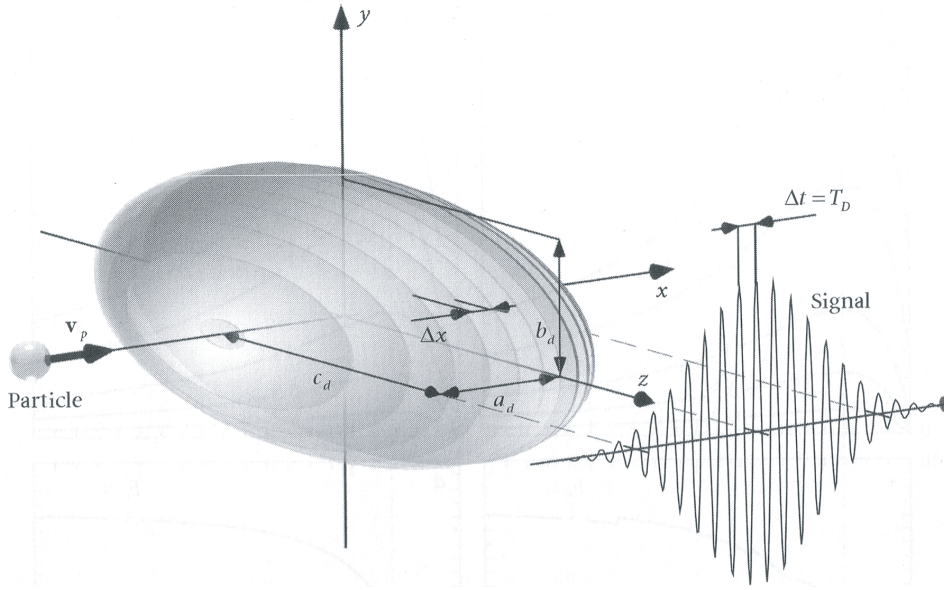


Abb. 2.7: Darstellung des Partikeldurchlaufs durch das ellipsoide Messvolumen und das dazugehörige Dopplersignal [1].

2.5.2 Anforderungen an Seedingpartikel

Die der Strömung beigefügten Seedingpartikel müssen die folgenden zum Teil konträren Eigenschaften besitzen, um ein möglichst realistisches Abbild der turbulenten Strömungsbewegung zu liefern.

Die Masse, und damit der Durchmesser d_p der Teilchen, muss klein sein, um ihre Trägheit zu minimieren und ihr Folgevermögen mit der Strömung zu maximieren. Dies ermöglicht das Abbilden von Transport- und Turbulenzprozessen im Bereich von 10^{-3} bis 10^{-5} s. Die Lösung der Bewegungsgleichung von dispergierten Partikeln in einem Fluid (Basset-Boussinesq-Oseen-Gleichung) führt nach Vereinfachungen von Albrecht et al. [1], die die Sphärizität der Teilchen und keine Teilchenwechselwirkung untereinander voraussetzen, zu

$$f_c = \frac{1}{\tau_0} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{(1-s)^2}} - 1. \quad (2.26)$$

Dabei ist f_c die kritische Frequenz, unterhalb der eine Auflösung der Fluktuationen nicht mehr möglich ist. Für die charakteristische Zeit τ_0 , in der die Seedingpartikel bei gegebenem Schlupf s der kritischen Frequenz f_c noch folgen können, gilt die Beziehung

$$\tau_0 = \frac{\rho_p d_p^2}{18\eta}, \quad (2.27)$$

wobei ρ_p die Partikeldichte des Seedingmaterials, d_p der Partikeldurchmesser und η die dynamische Viskosität des Kontinuums ist.

Weiterhin wird neben der Annahme, dass der Schlupf $s=1\%$ beträgt, vorausgesetzt, dass mit ρ_f als Fluidichte gilt

Tab. 2.2: Physikalische Eigenschaften der verwendeten Seedingmaterialien.

Name	Symbolschreibweise	Dichte [$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$]	T_{Schmelz} [$^{\circ}\text{C}$]
Magnesiumoxid	MgO	3580	2800
Titandioxid	TiO_2	3900	1855
Zirkoniumsilikat	ZrSiO_4	4400 - 4800	2200

$$\frac{\rho_p}{\rho_f} \gg 1. \quad (2.28)$$

Andererseits hängt die Intensität des gestreuten Lichts proportional von der Oberfläche der Partikel und damit vom Quadrat des Durchmessers ab ($I \approx A = \pi(\frac{d_p}{2})^2$), so dass hier ein größerer Partikeldurchmesser d_p zu einer Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses („signal to noise ratio“ (SNR)) führt.

Um Messungen in reagierenden Strömungen zu ermöglichen, unterliegt der Schmelzpunkt T_{Schmelz} des Seedingmaterials der Forderung $T_{\text{Schmelz}} > T_{\text{adiab.}}$, wobei $T_{\text{adiab.}}$ die adiabatische Verbrennungstemperatur ($T_{\text{adiab.}} \approx 1800...2500 \text{ K}$) darstellt.

Diese notwendigen Eigenschaften begrenzen die Anzahl möglicher Stoffe. Die Gruppe der Metalloxide, hier vor allem Magnesiumoxid MgO , Zirkoniumsilikat ZrSiO_4 und Titandioxid TiO_2 , haben sich auch aus Kosten- und Sicherheitsgründen als geeignet erwiesen. In Tabelle 2.2 sind die wichtigsten Stoffeigenschaften der verwendeten Seedingmaterialien aufgelistet.

2.5.3 Gewichtete Statistik in der LDA

Geschwindigkeitsmessungen mittels LDA basieren auf der Messung stochastischer Einzelereignisse, deren Mittelwerte und Fluktuationen zur Charakterisierung der untersuchten Strömung dienen. Turbulente Geschwindigkeiten u_i können nach Gl. 2.5 durch ihren Fluktuationswert u' und ihren Mittelwert \bar{u} charakterisiert werden. Zur Genauigkeit einer Messung trägt neben der Anzahl N der gemessenen Samples i , die zur Mittelwertbildung verwendete Statistik bei. Eine rein arithmetische Mittelung der Samples gewichtet schnellere Partikel eines schnellen Volumenstroms durch das Messvolumen stärker als die Partikel übriger langsamerer Volumenströme, da die Wahrscheinlichkeit ein Partikel mit höherer Geschwindigkeit zu erfassen, stets höher ist als diejenige, ein langsames Partikel zu detektieren.

Dieses von McLaughlin und Tiedermann erstmals 1973 beschriebene Phänomen ist unter dem Begriff „velocity bias“ bekannt [75].

Durch eine Gewichtung der Einzelmessungen mittels der „transit time“ tt_i , also der Durchflugzeit eines Partikels durch das Messvolumen, wird dieser Effekt korrigiert, so dass die Bestimmung für den Mittelwert \bar{u} folgende Form annimmt:

$$\bar{u} = \frac{\sum_{i=1}^N u_i \cdot tt_i}{\sum_{i=1}^N tt_i}. \quad (2.29)$$

2.5.4 Charakterisierung von kohärenten Strukturen

Neben der Vermessung der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Druckbrennkammer (DBK) wurde die LDA zur Messung von Frequenzen inhärent periodischer Strukturen in turbulenten Strömungen mittels Zeitreihenmessungen herangezogen.

Über die Messung stochastisch verteilter Fluktuationen wird durch geeignete Zuordnung der einzelnen Messereignisse zueinander eine Autokorrelationsfunktion bestimmt, aus der über eine Fouriertransformation die Energiedichtefunktion der turbulenten Strömung ermittelt werden kann [84]. Neben der im Folgenden betrachteten zeitlichen Korrelationsmessung an einem raumfesten Messpunkt zu unterschiedlichen Zeitpunkten ist auch eine räumliche Korrelationsmessung möglich, zu deren Bestimmung die Fluktuationen an mindestens zwei Raumpunkten gleichzeitig gemessen werden muss.

Die allgemeine Definition der normierten zeitlichen Autokorrelation R_{uu} kann aus Gleichung 2.7 abgeleitet werden und lautet für die Fluktuationen, z. B. der axialen Geschwindigkeitskomponente $u(x)$ [44]:

$$R_{uu}(x, t, \tau) = \frac{\overline{u'(x, t) u'(x, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{u'^2(x, t)} \overline{u'^2(x, t + \tau)}}}. \quad (2.30)$$

In dieser Arbeit wird die, auf der von Mayo et al. [74] entwickelten „slotting technique“ basierende, „fuzzy slotting technique“ [1, 99] zur Berechnung der zeitlichen Korrelationskoeffizienten verwendet. Die Varianz σ_u^2 der Geschwindigkeit ist dabei wie folgt definiert

$$\sigma_u^2 = \overline{u'^2} = \frac{\sum_{i=1}^N u_i'^2 \cdot tt_i}{\sum_{i=1}^N tt_i}, \quad (2.31)$$

so dass für den Autokorrelationstensor \hat{R}_k gilt

$$\hat{R}_k = \hat{R}(k\Delta\tau) = \frac{\sigma_u^2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_i u_j w_i w_j b_k(t_j - t_i)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_i^2 w_i w_j b_k(t_j - t_i)} \sqrt{\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_j^2 w_i w_j b_k(t_j - t_i)}}. \quad (2.32)$$

Dabei indiziert k Zeitintervalle und b_k definiert die klassenabhängigen Diskretisierungskoeffizienten der „fuzzy slotting technique“ [99]. In der „fuzzy slotting-technique“ werden die Kreuzprodukte $u_i u_j$ nicht nur einem Zeitintervall k zugeordnet, sondern gewichtet nach ihrem tatsächlichen Zeitpunkt im Intervall der Breite $\Delta\tau$ teilweise auch auf das benachbarte Intervall $k + 1$ gerechnet.

Zusätzlich dazu unterscheidet sich die „fuzzy slotting technique“ von der „slotting technique“ in einer lokalen Normierung zur Reduktion der Varianz der berechneten Koeffizienten und einer Gewichtung der „transit times“ zur Vermeidung des „velocity bias effects“ ($w_i = tt_i, w_j = tt_j$) [73, 76].

Die Genauigkeit der Messung wird durch die untersuchte Intervalldauer $\Delta\tau$ und von der Wahl der zu betrachtenden Anzahl N der Einzelereignisse in der Nachbarschaft des betrachteten Zeitpunkts beeinflusst. Weiterhin wirkt sich die Totzeit τ_t des Multi-PDA-Prozessors (Fa. DANTEC) und das allgemeine Rauschen der Elektronik auf die zu erwartende Genauigkeit aus. Bei Janus [56] wurde die vom Hersteller nicht näher benannte

Totzeit des verwendeten Prozessors mit $\tau_t \approx 5 \mu\text{s}$ angegeben. Zur Frequenzauflösung im kHz-Bereich sind Validierungsraten im hohen kHz-Bereich notwendig.

2.6 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)

2.6.1 Grundlagen und das Prinzip der PDA

Für die Charakterisierung von Zwei-Phasen-Strömungen, die neben der kontinuierlichen Phase noch eine disperse Phase beinhalten, eignet sich zur Bestimmung der Durchmesser- und Geschwindigkeitsverteilungen der dispersen Phase die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA). Diese Messmethode basiert auf dem Prinzip der LDA.

Zusätzlich zu den aus der Punktmessmethode LDA bekannten Vorteilen, wie eine hohe örtliche und zeitliche Auflösung, hohe Repetitionsraten zur Messung von hochfrequenten turbulenten Phänomenen und die systembedingte Kalibrationsfreiheit, ist es mit der PDA möglich, neben der Geschwindigkeitsverteilung die Partikeldurchmesser d_p zu bestimmen.

Zur Bestimmung der Eigenschaften von Tropfenensembles, wie sie z. B. in technischen Sprays vorkommen, ist es notwendig, an die zu vermessenden Partikel folgende Voraussetzungen zu stellen:

- optische Durchlässigkeit des verwendeten Fluids oder Festkörpers
- homogene Verteilung des Brechungsindex n_p innerhalb des kompletten Volumens
- Sphärizität der Tropfen

Diese physikalischen Voraussetzungen an die Partikel existieren auch bei der Anwendung konkurrierender optischer Tropfendurchmessermessverfahren. Das „Interferometric Particle Imaging“ (IPI) [40] und das „Global Phase Doppler“-Verfahren (GPD) [22] nutzt die Interferenzeigenschaften des Signals bei einer defokussierten Aufnahme. Spraytropfendurchmesser können auch durch Gegenlichtaufnahmen („Shadowgraphy“ [32]) bestimmt werden, deren Vorteil es ist, dass die genannten Anforderungen, z. B. an die Sphärizität, nicht gelten.

Während sich die planare Messtechnik IPI und 2D-Gegenlichtaufnahmen zur Erfassung der Spraystruktur einfacher Sprays eignen, sind sie aufgrund des aufwendigen Auswerteverfahrens und ihrer Limitierung auf dünne Sprays nicht geeignet, um technisch relevante Sprays zu untersuchen. Dies gilt z. B. für das Spray eines Airblast-Atomizers vor allem auch im Hinblick auf die notwendige Mindesttropfenanzahl zur Bildung einer aussagekräftigen Statistik.

2.6.2 Durchmesserbestimmung mittels PDA

Für die Verwendung von PDA ist es nötig, den optischen Messaufbau auf die zu vermessende Konfiguration genau abzustimmen. Dabei spielen die Detektionswinkel unter denen die Reflexions- bzw. Brechungssignale des Laserlichts an den Tropfen aufgenommen werden aus den im folgenden Kapitel erklärten Gründen eine herausragende Rolle.

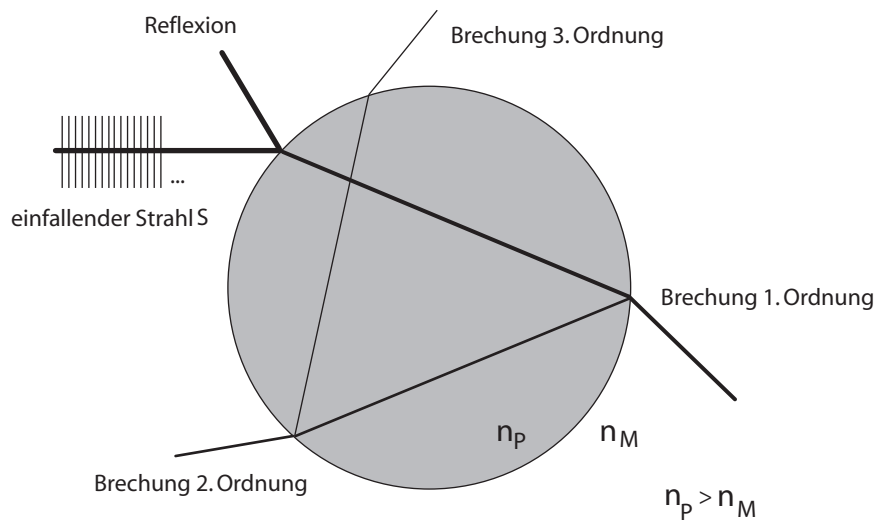


Abb. 2.8: Prinzip der Brechung, Beugung und Reflexion des Lichts an einem kugelförmigen Volumen mit dem Brechungsindex $n_P > n_M$.

Tritt eine elektromagnetische Welle aus einem Medium mit der Brechzahl n_M in ein Medium mit anderer Brechungszahl $n_P \neq n_M$ ein, kommt es neben der teilweisen Reflexion der elektromagnetischen Welle auch zur Brechung, d.h. einer Ausbreitungsrichtungsänderung des Lichts aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten in den betrachteten Medien ($n_{P,M} = \frac{c_{P,M}}{c_0}$, mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 und der Lichtgeschwindigkeit im Medium $c_{P,M}$).

Im abgebildeten Sonderfall (Abb. 2.8) trifft ein Lichtstrahl aus einem Medium mit der Brechzahl n_M (hier Luft) auf eine Kugel mit homogener Brechzahlverteilung n_P . Der am Eintritt gebrochene Teil der elektromagnetischen Welle wird nun am Austritt des Medienübergangs einerseits gebrochen (Brechung 1. Ordnung) und andererseits reflektiert. Dieser Prozess führt zu weiteren Reflexionen und Brechungen höherer Ordnungen. Im Folgenden

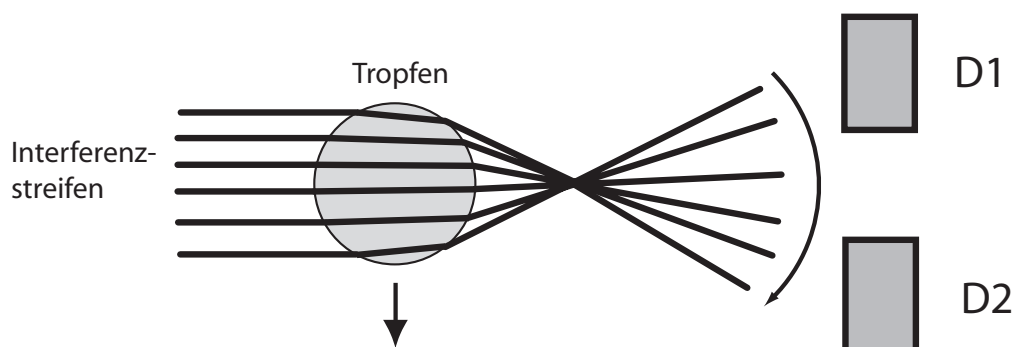


Abb. 2.9: Strahlverläufe des gebrochenen Lichts beim Durchqueren eines LDA-Interferenzstreifenmusters und Detektion des Signals durch die Detektoren D1 und D2.

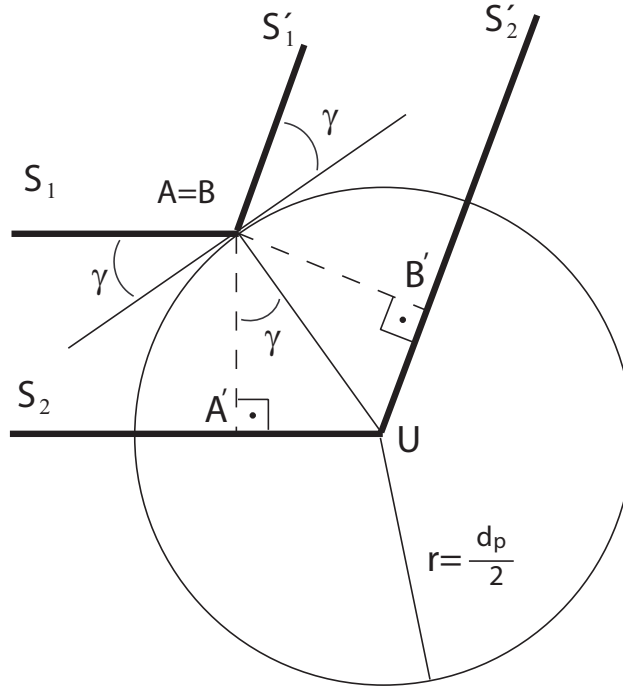


Abb. 2.10: Geometrischer Verlauf der Strahlen und Referenzstrahlen innerhalb des Tropfens zur Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen d_P und Φ_i .

werden nur die dominanten Prozesse, Reflexion und Brechung 1. Ordnung betrachtet.

Durchquert ein sphärisches Partikel das bereits in der LDA eingeführte Interferenzstreifenmuster aus zwei sich kreuzenden Laserstrahlen, werden mehrere Strahlen innerhalb des Partikels gebrochen. Diese bilden außerhalb des Partikels ein Streifenmuster mit definierter Laufrichtung und Geschwindigkeit (Abb. 2.9).

Werden nun die Signale über zwei räumlich getrennte Detektoren D1 und D2 aufgezeichnet, so kann über die Phasendifferenz der zeitlich versetzt detektierten Bursts signale der Partikeldurchmesser d_P gemessen werden. Dies setzt voraus, dass der Abstand der Detektoren zueinander und der Abstand zum Messvolumen bekannt ist.

Die folgenden Erläuterungen für den Fall der Reflexion soll die Berechnung des Partikeldurchmessers d_P aus der gemessenen Phasenverschiebung Φ_i veranschaulichen. Nach Abb. 2.10 wird ein Lichtstrahl S_1 an der Tropfenoberfläche unter dem Winkel γ reflektiert. Zur weiteren Berechnung wird ein Referenzstrahl S_2 eingeführt, der in der Mitte des Tropfens gebrochen wird. Der dargestellte Weglängenunterschied (Stecke $A'UB'$) entspricht nun

$$|A'UB'| = 2 \cdot r \sin \gamma = d_P \sin \gamma, \quad (2.33)$$

bzw.

$$\frac{d_P \sin \gamma}{\lambda_M} = \frac{\delta}{2\pi}, \quad (2.34)$$

womit die Phasendifferenz δ relativ zum Referenzstrahl S_2 in Bezug zum Durchmesser des Partikels d_P gesetzt werden kann

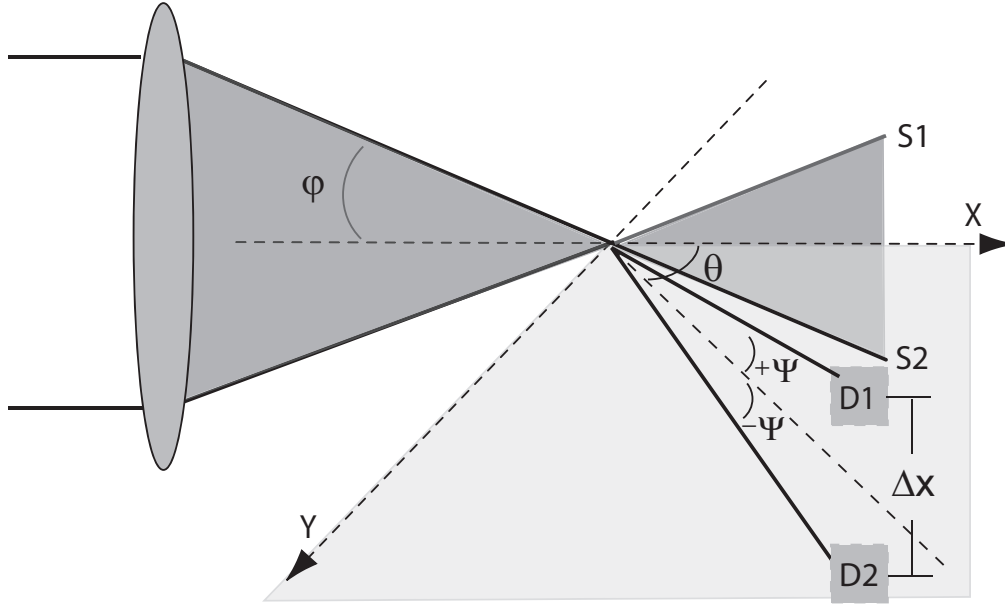


Abb. 2.11: Lage der Winkel im PDA-Aufbau.

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_M d_P \sin \gamma. \quad (2.35)$$

Hierbei ist $\lambda_0 = \lambda_M \cdot n_M$ die Wellenlänge des Lichts im Vakuum.

Analoge Betrachtungen für die ebenfalls auftretende Brechung des Lichts führen zu folgendem Zusammenhang:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_M d_P (\sin \gamma - n_{rel} \sin \gamma'), \quad (2.36)$$

mit γ' als den nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz geltenden Winkel [48].

In der Phasen-Doppler-Anemometrie werden mindestens zwei Detektoren (D1 und D2, s. Abb. 2.11) zur Messung des Signals benutzt.

Ihre Detektionswinkel sind symmetrisch positiv und negativ um den Winkel Ψ aus der durch das Laserstrahlenpaar aufgespannten senkrechten Ebene herausgehoben. Zusätzlich sind sie aus dieser Ebene um den Winkel Θ , dem sogenannten Off-axis-Winkel, mit dem Drehpunkt im Messvolumen, herausgedreht. Ihr räumlicher Abstand zueinander beträgt Δx . Aus Symmetriegründen gilt jeweils relativ zum Referenzstrahl die Beziehung $\delta_1 = \delta_2$, deshalb ergibt sich in diesem Fall für die Reflexion die folgende Beziehung

$$\Phi_R = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_M d_P 2 \sin \gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_M d_P b_R. \quad (2.37)$$

Analog gilt für die Brechung 1.Ordnung

$$\Phi_B = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_M d_P 2 (\sin \gamma - n_{rel} \sin \gamma') = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_M d_P b_B. \quad (2.38)$$

In den Ausdrücken treten die Streulichtterme der Reflexion b_R und der Brechung b_B auf.

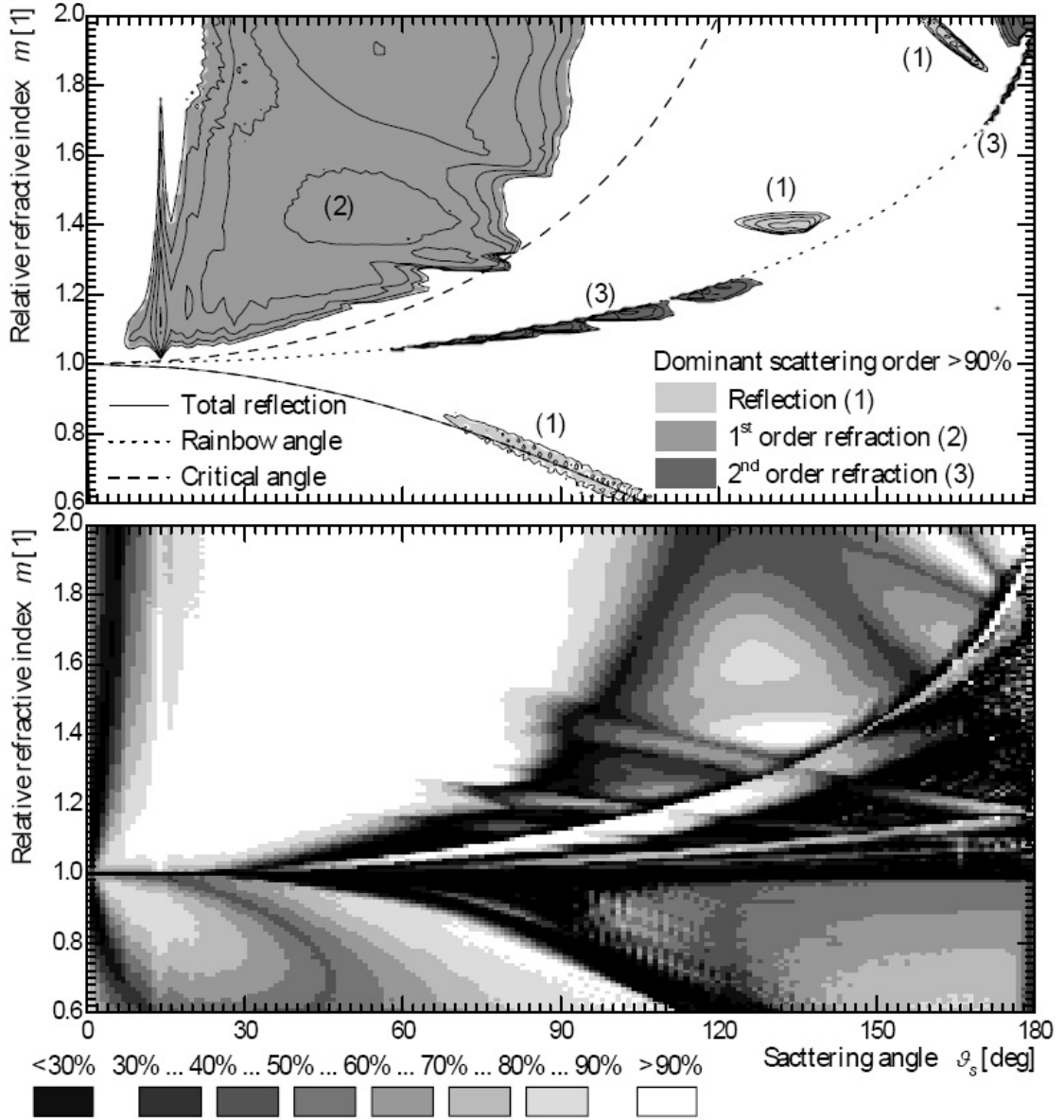


Abb. 2.12: Darstellung der Verteilung dominierender Gebiete im $m - \Theta$ -Plot bei einer senkrechten Polarisierung der Laserstrahlen. Sowohl n-Heptan ($m=1.388$) als auch Wasser ($m=1.33$) dispergiert in Luft liegen bei einem Off-axis-Winkel von $\Theta = 63^\circ$ in einem Dominanzbereich der Brechung 1.Ordnung (Dominanz $>90\%$)[1].

Nach Umrechnung der Koordinaten in Laborkoordinaten ergeben sich folgende Beziehungen für die Streulichtterme:

$$b_R = \sqrt{2}(\sqrt{1 + \sin \phi \sin \psi - \cos \phi \cos \psi \cos \Theta} - \sqrt{1 - \sin \phi \sin \psi - \cos \phi \cos \psi \cos \Theta})$$

$$b_B = 2(\sqrt{1 + n_{rel}^2} - \sqrt{2}n_{rel}(1 + \sin \phi \sin \psi + \cos \phi \cos \psi \cos \Theta) - \sqrt{1 + n_{rel}^2} - \sqrt{2}n_{rel}(1 - \sin \phi \sin \psi + \cos \phi \cos \psi \cos \Theta))^{\frac{1}{2}},$$

wodurch sich letztendlich für die Beziehung des Durchmessers d_P zum Phasenunterschied Φ_i ergibt

$$d_P = \frac{\lambda_0}{2\pi n_M b_i} \Phi_i. \quad (2.39)$$

Da sowohl die Reflexion als auch die Brechung n-ter Ordnung unter jedem Beobachtungswinkel des Detektors Θ auftreten, ist zur korrekten Verarbeitung der Signale, d. h. der Umrechnung des Phasenunterschieds in Durchmesser nach Gleichung 2.39, die Wahl eines Off-axis-Winkels relevant, in dem jeweils einer der auftretenden Effekte dominiert. In den Abbildungen 2.12 und 2.13 sind die Gebiete der Signaldominanzen eingezeichnet, die

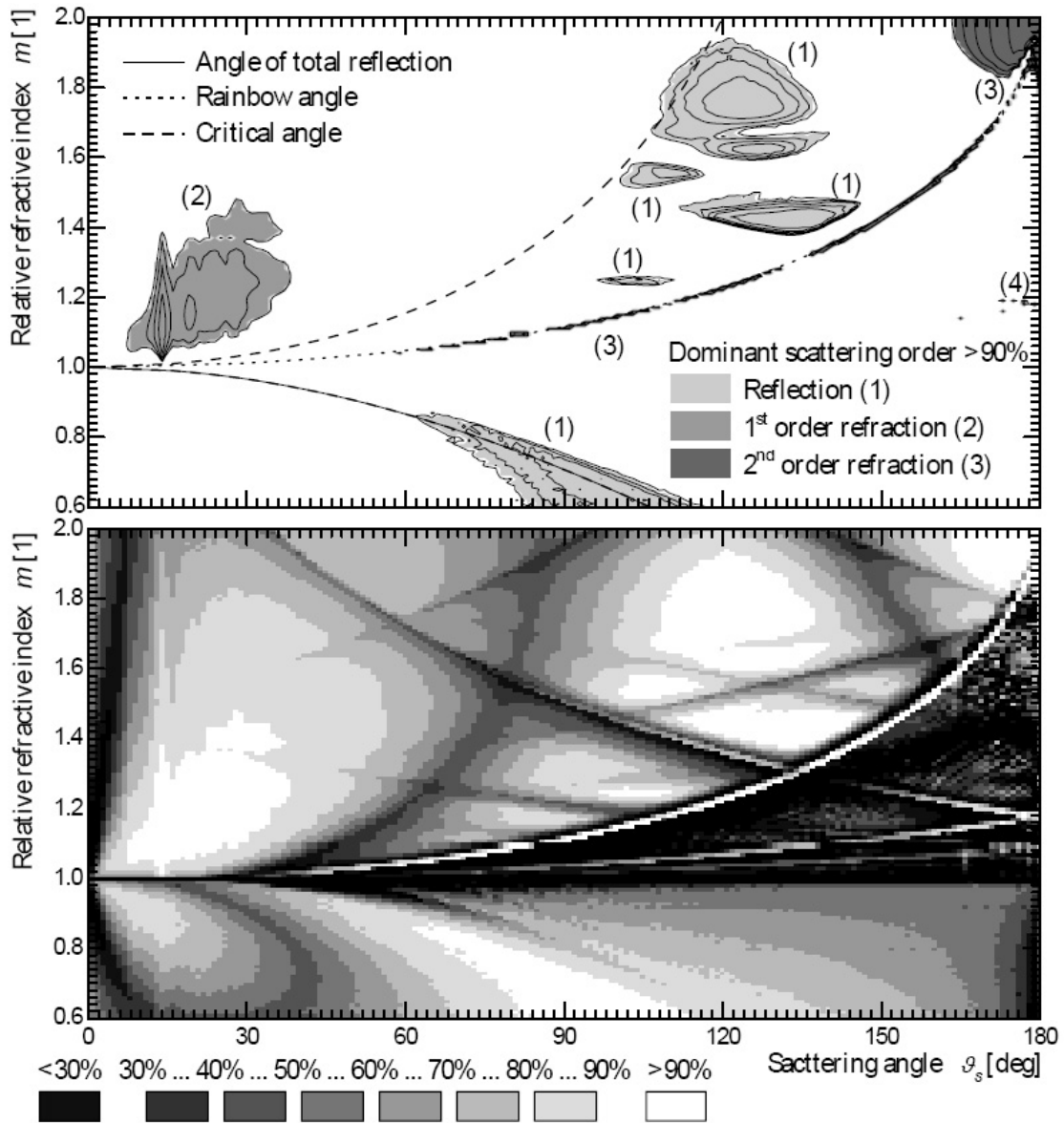


Abb. 2.13: Darstellung der Verteilung dominierender Gebiete im $m - \Theta$ -Plot bei einer parallelen Polarisation der Laserstrahlen. Sowohl n-Heptan ($m=1.388$) als auch Wasser ($n=1.33$) dispergiert in Luft liegen bei einem Off-axis-Winkel von $\Theta = 63^\circ$ in einem Dominanzbereich der Brechung 1.Ordnung (Dominanz >70-80 %)[1].

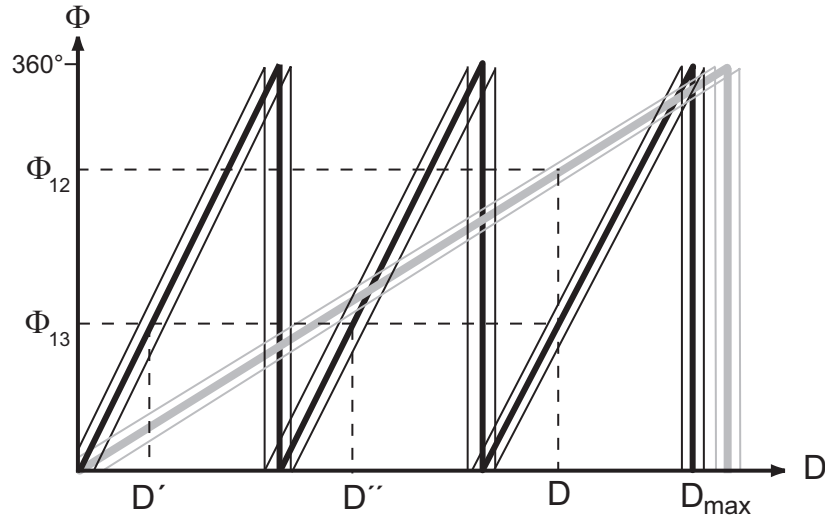


Abb. 2.14: Darstellung der Mehrdeutigkeit.

aufgrund der Polarisationsabhängigkeit der Reflexion sowohl für eine senkrechte (2.12) als auch für eine parallele (2.13) Polarisation der Laserstrahlen in Bezug auf die Einfallsebene der Laserstrahlen dargestellt sind. Die Gebiete sind unterteilt in die entsprechenden dominierenden Bereiche der Reflexion (1) und der Brechung 1.Ordnung (2) bzw. 2.Ordnung (3). Die Auftragung der Gebiete erfolgt in Abhängigkeit vom relativen Brechungsindex m und vom Winkel $\Theta = \vartheta_s$ jeweils für Tropfendurchmesser von 10 bis 200 μm .

Die gemessenen Phasenunterschiede Φ_i sind nicht notwendigerweise eindeutig auf einen Durchmesser zurückzuführen. Durch die sogenannte 2π -Ambiguität, d. h. Mehrdeutigkeiten der Lösungen beim Überschreiten des Phasenunterschieds von 2π bei größeren Tropfen, sind Zuordnungen zu mehreren Durchmessern möglich (Abb. 2.14). Diese Ambiguität kann aufgehoben werden, wenn ein dritter Detektor $D3$ eingesetzt wird, der den Arbeitsbereich der Detektoren durch seine Positionierung auf Kosten der Auflösung vergrößert (Abb. 2.14). Ein zusätzlicher Vorteil eines dritten Detektors ist die Möglichkeit zur Überprüfung der Sphärizität des gemessenen Partikels über den Vergleich der Messungen von Detektor 1 zu 2 (Φ_{12}) und Detektor 1 zu 3 (Φ_{13}), deren Ergebnisse idealerweise auf den gleichen Durchmesser führen.

Durch das softwareseitige Definieren einer Toleranzgrenze für ΔD von 2-20% Abweichung vom erwarteten Durchmesser, wird ein Messfehler akzeptiert. Tropfen, deren Durchmesser die Toleranzgrenze unter- oder überschreiten, werden nicht validiert und nicht in die PDA-Statistik aufgenommen.

2.6.3 PDA-Massenflussbestimmung

Die Kenntnis über die lokale Verteilung des Kraftstoffgemisches innerhalb einer Brennkammer ist eine Voraussetzung für das vollständige Verständnis der physikalischen und chemischen Prozesse, die in einer turbulenten, nicht vorgemischten Verbrennungsumgebung stattfinden.

Aus der mittels PDA bestimmbaren lokalen Tropfendurchmessererverteilung $d_p(r)$, der gesamten Messdauer T und einem Korrekturfaktor η , auf den im Folgenden noch eingegangen wird, lässt sich dann der Massenfluss des unverdampften Kraftstoffs innerhalb der Brennkammer nach folgender Gleichung bestimmen

$$\dot{m} = \eta_v \frac{\Delta m}{\Delta t} = \eta_v \rho \pi d^3 / (6 \cdot \Delta t). \quad (2.40)$$

Der Durchmesser nach Rosin-Rammler [95] und Zhao et al. [119], die Geschwindigkeitskomponenten, die Korrelationen zwischen Durchmesserverteilungen und der Geschwindigkeiten der Einzeltropfen und Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen werden durch eigens entwickelte Matlab-Routinen aus dem Rohdatensatz des DANTEC-Messsystems berechnet.

Die Exaktheit der Abschätzung des Massenflusses des Kraftstoffs hängt durch die $r^3 \propto V$ -Abhängigkeit sensibel von der Genauigkeit der Durchmesserbestimmung und der genauen Kenntnis des Mess- bzw. Detektionsvolumens bei der abschließenden Flächenintegration ab.

Die Notwendigkeit, das Messvolumen vom Detektionsvolumen zu unterscheiden, wurde in [88, 104, 119, 83] beschrieben. Im Folgenden wird auf diese Unterscheidung eingegangen. Das Detektionsvolumen $V(d_p, \gamma)$ hängt von der Tropfengröße und der Richtung der Trajektorie des Tropfens durch das Messvolumen ab, wie Saffman 1987 erkannte [98]. Sommerfeld und Qiu [104, 88], Albrecht et al. [2], Zhang et al. [118] und zuletzt Roisman et al. [93] entwickelten diese Beschreibung der Abhängigkeit weiter. So folgt die Notwendigkeit der Unterteilung der Partikel in Partikelgrößenklassen, aus ihrer von der Oberfläche abhängenden unterschiedlichen Signalintensität. Die Signale haben an unterschiedlichen Positionen im Messvolumen unterschiedliche Intensitäten, so dass auch ihr genauer Ort innerhalb des Messvolumens darüber entscheidet, ob ihre Signalintensität zum Überschreiten des Prozessortriggersignals, und damit zur Registrierung im Auswerteprozessor führt (s. Kapitel 5.1). Die aufgrund von Wahrscheinlichkeitsverteilungen im validierten Teil gemachte Abschätzung über die nicht validierten Tropfensignale, die aus mehr als einem Tropfen im Detektionsvolumen resultieren, geht auf Roisman et al. [93] bzw. den Überlegungen von Edwards et al. [30] bzgl. eines idealisierten PDA-Systems zurück. Unberücksichtigt bleiben dabei die Signale derjenigen Tropfen, die aufgrund ihrer Nichtsphärizität oder ihrer inhomogenen Verteilung des Brechungsindex im Tropfenvolumen zu Messfehlern bzw. zur Nichtvalidierung im DANTEC-Prozessor führen.

Im Folgenden wird ein beliebiger Flussvektor definiert, der auf eine Zeit T und eine Fläche A bezogen ist

$$\vec{q}_P = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{N_{val} \leq N_D} \frac{\eta_{v,i} P_i}{A_{val}(d_{p,i}, \vec{v}_{p,i})} \vec{e}_{v,i}. \quad (2.41)$$

Dabei ist N_{val} die Anzahl der validierten Samples, die nicht notwendigerweise der Gesamtzahl der Samples N_D entspricht ($N_{val} \leq N_D$). Der Faktor $\eta_{v,i}$ ist der noch zu bestimmende Korrekturfaktor, P_i eine beliebige skalare Größe, A_{val} die Validationsfläche, $d_{p,i}$ der Durchmesser des i -ten Tröpfchens, $\vec{v}_{p,i}$ dessen Geschwindigkeitsvektor und $\vec{e}_{v,i}$ dessen Einheitsrichtungsvektor.

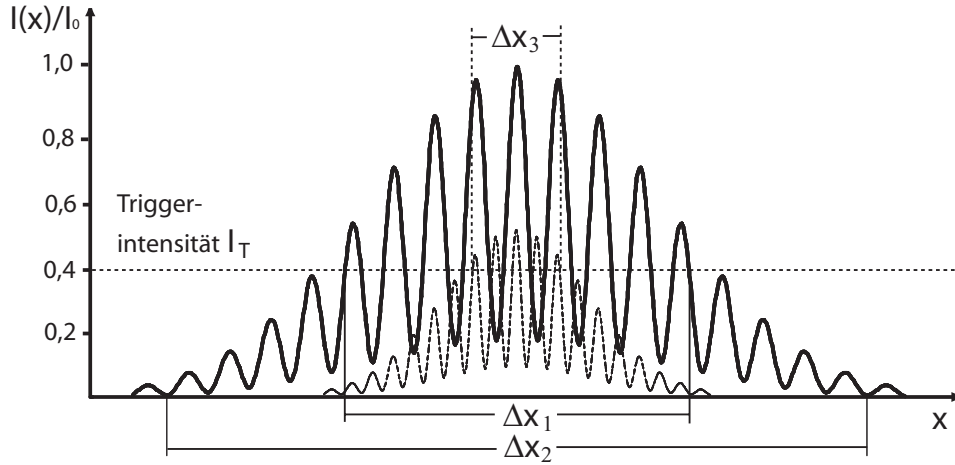


Abb. 2.15: Durch die gaussförmige Einhüllende der Laserstrahl TEM_{00} Mode geprägte Verteilung der Intensität entlang eines Querschnitts durch das Messvolumen. Die Ausdehnung des Detektionsvolumens Δx_1 ist durch die Triggerschwelle des PDA Prozessors beschränkt.

Die zu berechnenden Konzentrationen werden unter Verwendung von $\vec{v}_i = \frac{\Delta x_i}{t_i} \vec{e}_{v,i}$ und Gleichung 2.41 wie folgt definiert

$$c_P = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{N_{val}} \frac{\eta_{v,i} t_i P_i}{F_{val} \vec{e}_{v,i} V_d(d_{p,i})}, \quad (2.42)$$

mit c_P als Konzentration von P_i , t_i der Residenzzeit des Tröpfchens im Validationsvolumen V_d und dem Faktor F_{val} . Der Faktor F_{val} mit $0 < F_{val} < 1$ berücksichtigt dabei ein schräges Durchqueren des Validationsvolumens. Dadurch würde es, aus der Sicht der Tropfen zu einer Verkleinerung des tatsächlichen Validationsvolumens kommen, da lediglich die Projektion betrachtet wurde.

Wird die skalare Größe P_i als

$$P_i = \frac{\pi \rho_P}{6} d_{p,i}^3 \quad (2.43)$$

definiert, dann folgt über die Definition der Gleichung 2.41 aus einem beliebigen Flussdichtevektor \vec{q}_P die im Weiteren betrachtete Massenflussdichte \vec{q}_m .

2.6.4 Definition des Detektionsvolumens

Für die Abschätzung des Massenflusses \dot{m} der flüssigen Phase des Kraftstoffs mittels PDA spielt die Form und Ausdehnung des Detektionsvolumens eine entscheidende Rolle. Die optischen Parameter, Laserstrahldurchmesser und Fokus der Sammellinse definieren die Haupt- und Längsachsen des räumlichen Ellipsoids, der das Messvolumen im Kreuzpunkt der Laserteilstrahlen bildet (s. Abb.2.7). Die Anzahl der im Ellipsoid ausgebildeten Interferenzscheiben und der Abstand der Interferenzscheiben Δx zueinander ist über die verwendeten Optiken, den Schnittwinkel φ und die Wellenlänge λ des Laserlichts definiert.

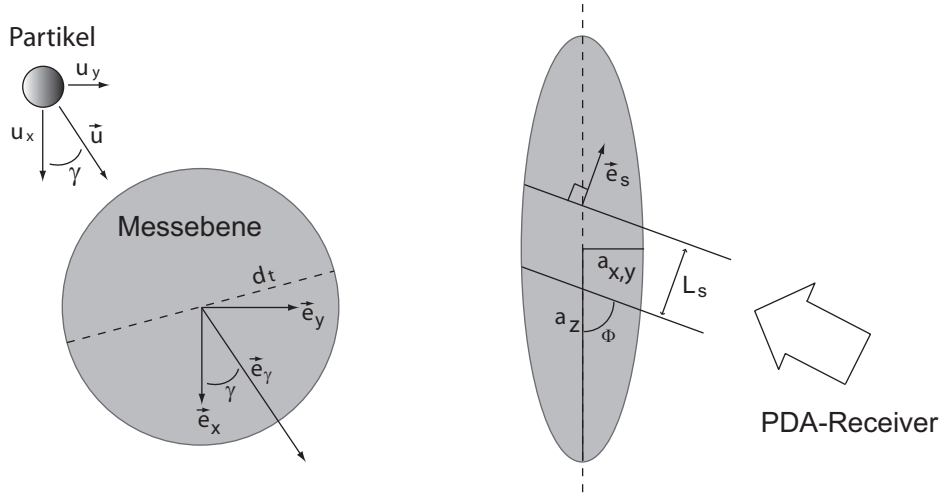


Abb. 2.16: Definition des Koordinatensystems eines Tropfens in der Messebene und Darstellung des Ausschneidens des Messvolumens aus dem Ellipsoid bei Verwendung eines Schlitzes S der Breite L_S vor der Empfangslinse des Empfängers.

Das Detektionsvolumen V wird durch das geometrische Volumen definiert, innerhalb dessen die Intensität $I(x)$ der Signale überhalb der Triggerschwelle des PDA Prozessors I_T liegen, so dass für die Ausdehnung des Detektionsvolumens Δx_1 bezogen auf das Messvolumen Δx_2 der Zusammenhang $\Delta x_1 \leq \Delta x_2$ gilt (s. Abb. 2.15). Die Detektionsvolumina sind durch die durchmesserabhängige Signalintensität für jede Tropfenklasse unterschiedlich groß ($\Delta x_3 < \Delta x_1$ bei $d_{x3} < d_{x1}$).

Der genaue Partikeltrajektorienverlauf durch das Messvolumen definiert zusätzlich die Ausdehnung des Detektionsvolumens. Für die Fälle, in denen die Trajektorie des Partikels nicht parallel zur Normalen \vec{e}_s , der durch den Empfängerschlitz aus dem Ellipsoid herausgeschnittenen Ebenen (s. Abb. 2.16) verläuft, muss die Projektion dieser Ebenen in Bezug auf die jeweilige Partikellaufbahn betrachtet werden.

Für den in Abb. 2.16 dargestellten Winkel γ zwischen dem Einheitsvektor der Laufrichtung des Partikels \vec{e}_γ und dem Einheitsvektor des kartesischen Koordinatensystems \vec{e}_x gilt folgender Zusammenhang

$$\sin\gamma = \frac{u_y}{\sqrt{u_x^2 + u_y^2}}. \quad (2.44)$$

Aus Überlegungen von Roismann et al. [93] ergibt sich folgender Zusammenhang für die Projektionsflächen A_γ der Ellipsen, bzw. für das vom Durchquerungswinkel γ abhängige Detektionsvolumen $V_{\gamma s}$ (s. Abb. 2.17). Die Einschränkungen der Projektionsfläche und des Detektionsvolumens resultieren aus der Verwendung eines Schlitzes S der Breite L_S vor der segmentierten Empfangslinse des Empfängers

$$A_{\gamma,s} = \frac{d_t L_s}{\sin\Phi} - \frac{\pi d_t^2 |\sin\gamma|}{4 \tan\Phi}, \quad (2.45)$$

$$V_{\gamma,s} = d_t^3 \int_0^1 \int_0^{\sqrt{1-x'^2}} \sqrt{1 - y'^2 \frac{\cos^2\Phi}{\sin^2\gamma}} dy' dx' \approx \frac{\pi d_t^2 L_s}{4 \sin\Phi} - \frac{\pi d_t^3 |\sin\gamma|}{6 \tan\Phi}. \quad (2.46)$$

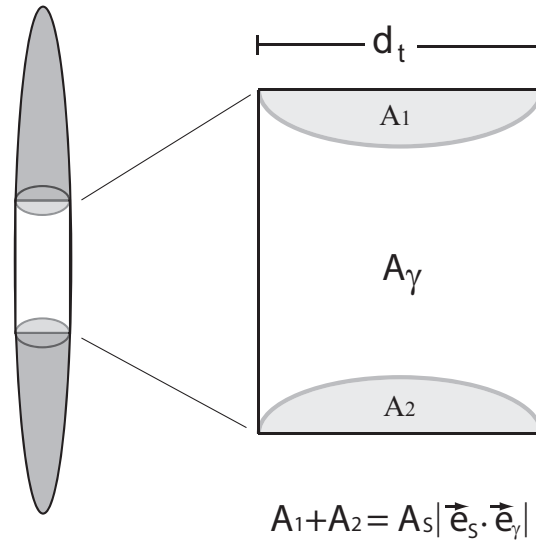


Abb. 2.17: Projektion der Halbfächen A_1 und A_2 auf die Messebene A_γ beim Durchqueren des Ellipsoids unter dem Winkel γ .

Dabei bezeichnet d_t die Halbachsenlänge des Sphäroids und der Winkel ϕ ist der Off-axis-Winkel (Abb. 2.16).

Für Tropfen, deren Detektionsvolumen das durch den Schlitz am Empfänger eingeschränkte beobachtete Messvolumen überschreiten, gilt unter Berücksichtigung der Überlegungen zu den Projektionsflächen in Abhängigkeit vom Durchquerungswinkel γ folgender Zusammenhang

$$d_{tk} = \frac{Q_k}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4R_k}{Q_k^2}} \right). \quad (2.47)$$

Dabei sind Q_k und R_k wie folgt definiert

$$Q_k = \frac{3}{2} \left(\overline{L_k} + \frac{L_s}{\cos \Phi \cdot \sin \overline{\gamma_k}} \right), \quad (2.48)$$

$$R_k = \frac{6}{\pi} \frac{\overline{L_k} L_s}{\cos \Phi \cdot \sin \overline{\gamma_k}}, \quad (2.49)$$

unter Einbeziehung von $\overline{L_k}$ und $\sin \overline{\gamma_k}$ als

$$\overline{L_k} = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} L_i \quad (2.50)$$

$$\sin \overline{\gamma_k} = \sum_{i=1}^{N_k} |\sin \gamma_i|. \quad (2.51)$$

Für jede Klasse k wird dabei der Wert des durchmesserabhängigen Detektionsvolumens definiert.

Für kleine Tröpfchen, deren sphärisches Detektionsvolumen nicht die vom Empfänger-schlitz begrenzte Größe des maximal möglichen Detektionsvolumens überschreitet, gilt als Durchmesser

$$d_{tk} = \frac{3}{2} \overline{L}_k, \quad (2.52)$$

falls folgende Bedingung für die Detektionsvolumendurchschreitlänge \overline{L}_k erfüllt wird

$$\overline{L}_k < \frac{2L_s}{3\mu_2 \sin \Phi}. \quad (2.53)$$

Dabei wird der Faktor μ_2 durch das Verhältnis der Ellipsoidachsen a_z in z- und a_x in x-Richtung definiert, es gilt: $\mu_2 = a_z/a_x$.

2.6.5 Abschätzung nicht detektierter Tropfen

Befinden sich zeitgleich mehrere Tropfen im Detektionsvolumen, wird das überlagerte Signal bei der nachfolgenden Signalverarbeitung nicht validiert. Diese Nichtvalidierung führt zu einer systematischen Unterschätzung des realen Massenflusses. Zur Bestimmung dieser Wahrscheinlichkeit, dass sich im durchmesserabhängigen Detektionsvolumen mehr als ein Tropfen befindet, wird auf Überlegungen von Roismann et al. [93] eingegangen.

Es wird zwischen der Anzahl aller Tropfen N_D , validierter Tropfen N_{SV} und der Anzahl der von Tropfen stammenden Signale N_S unterschieden. Nicht registrierte aber dennoch existierende Tropfen N_{NS} haben eine Signalintensität, die die Triggerintensität I_T nicht überschreitet. Die zu geringe Signalintensität der Tropfen kann aus einem zu geringen Tropfendurchmesser stammen, so dass systematisch die kleinsten Tropfen nicht validiert werden. In Abhängigkeit vom gewählten SNR, das den Triggerwert festsetzt, werden bei einem hoch gewählten SNR mehr Tropfen dem Rauschen zugeordnet. Weiterhin können Tropfen nicht detektiert werden, deren Flugbahn nicht durch das Zentrum verläuft, und deshalb die Schwelle während der gesamten Trajektorie unterschreiten.

Im Weiteren wird sowohl die Verweilzeit des Partikels im Detektionsvolumen τ_i , als auch die Dauer des Signals σ_i benötigt, um den Korrekturfaktor η_v aus Gleichung 2.42 bestimmen zu können. Für die Gesamtwahrscheinlichkeit λ , einen Tropfen im Detektionsvolumen während der Messdauer T anzutreffen, gilt

$$\lambda = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{N_d} \tau_i. \quad (2.54)$$

Zur weiteren Definition des Korrekturfaktors benötigt man noch das relativ zur Gesamtzeit T angegebene Zeitintervall ϵ , in dem ein Signal gemessen wird

$$\epsilon = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{N_s} \sigma_i \quad (2.55)$$

bzw. das relativ zur Gesamtzeit angegebene Zeitintervall der validierten Samples ϵ_v , das wie folgt definiert wird

$$\epsilon_v = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{N_{sv}} \sigma_i. \quad (2.56)$$

Der abgeleitete Korrekturfaktor η_{vi} ist nun nach Annahme einer Poisson-Verteilung der „arrival times“ zwischen den aufeinanderfolgenden einzelnen Messereignissen wie folgt gegeben [93]

$$\eta_{vi} = r\eta_i. \quad (2.57)$$

Dabei ist der Faktor r definiert über

$$r = \frac{2 - \lambda}{\left(2 \frac{N_{sv}}{N_d} + \lambda \frac{\epsilon_v}{\epsilon}\right)} \quad (2.58)$$

und η_i über

$$\eta_i = \frac{1}{2 - \lambda} \left(2 + \frac{\lambda N_d}{\epsilon T} \sigma_i\right), \quad (2.59)$$

so dass schließlich für den Korrekturfaktor aus Gleichung 2.41 und 2.42 gilt:

$$\eta_{vi} = \frac{2 + \frac{\lambda N_d}{\epsilon T} \sigma_i}{2 \frac{N_{sv}}{N_d} + \lambda \frac{\epsilon_v}{\epsilon}}. \quad (2.60)$$

Dieser Korrekturfaktor gibt anhand messtechnisch zugänglicher Größen die Wahrscheinlichkeit an, gleichzeitig mehrere Partikel im Detektionsvolumen anzutreffen. Durch das Einbringen einer Anzahl von nicht validierten Tropfen wird der Massenfluss korrigiert. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Durchmessers wird dabei für validierte und nicht validierte Tropfen als gleich angenommen.

2.7 Spektroskopische Messmethoden

2.7.1 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

In der Spektroskopie werden anhand von emittierten, absorbierten oder gestreuten Photonen Informationen über die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie gewonnen [24]. Eine spezielle Form der spektroskopischen Messmethode ist die bildgebende Planare Laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF), die in der Verbrennungsdiagnostik sehr weitverbreitet ist [29, 66, 21].

Aus den gemessenen Intensitätsverteilungen $I(\lambda)$ der Fluoreszenz können qualitative und quantitative Informationen über die lokale Konzentration der Spezies abgeleitet werden. Bei der Messung von Besetzungszahldichten von mindestens zwei Quantenzuständen einer Spezies kann zusätzlich, mittels der temperaturabhängigen Boltzmann-Verteilung, das im Messvolumen vorherrschende Temperaturfeld bestimmt werden (2-Linien-LIF) [78, 77]. Hierbei wird ein thermodynamisches Gleichgewicht vorausgesetzt.

Die örtliche Auflösung der Messung wird durch die über den optischen Aufbau festgelegte Lasersheetdicke definiert. Die Repetitionsraten der Messungen können bis zu einigen

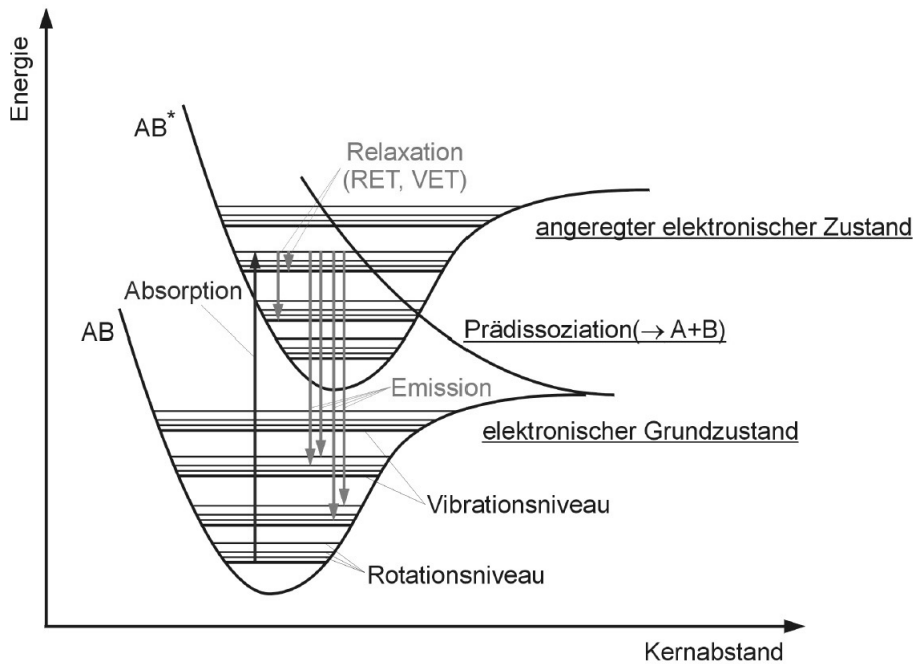


Abb. 2.18: Schematische Potentialenergiekurven für angeregte und nicht angeregte Zustände eines zweiatomigen Moleküls AB [56].

kHz (High-Speed-Messtechniken) betragen. Der Vorteil der (P)LIF-Messtechniken liegt in der Möglichkeit, Spezieskonzentrationen im ppm-Bereich auflösen zu können, der Nachteil in einer aufwendigen Nachbearbeitung der Messdaten.

Über eine zusätzlich messbare Rotverschiebung der Signale können in der LIF Geschwindigkeiten der Spezies bestimmt werden [65], falls diese sehr hoch sind und aufgrund dessen ein dopplerverschobenes Signal beinhalten. Dadurch ist die (P)LIF-Messmethode auch zur Bestimmung von Transportprozessen einsetzbar.

In der LIF wird über einen abstimmbaren Laser, dessen emittierte Wellenlänge einer Absorptionslinie des zu untersuchenden Moleküls oder Atoms entspricht, diese Spezies aus dem Grundzustand S_0 in einen höheren elektronischen Zustand S_1 angeregt. Unter spontaner Emission eines Photons geht das Molekül auf einen Zustand niedrigerer Energie über (s. Abb. 2.18).

Fluoreszenz ist, wie die Phosphoreszenz, eine Form der Lumineszenz. Beide spontanen Übergänge unterscheiden sich in der Lebensdauer ihrer elektronisch angeregten Zustände. Sie beträgt bei der Fluoreszenz wenige Nanosekunden, wohingegen die Lebensdauer der Phosphoreszenz durch den zugrunde liegenden, quantenmechanisch unwahrscheinlicheren, „verbotenen“ Übergang vom Triplett- auf den Singulettzustand ($\Delta S = 0$) bis zu einige Minuten betragen kann (Abb. 2.19) [63, 68].

Die, in dieser Arbeit verwendete spezielle simultane Kombination von Absorptionsspektroskopie und linearer OH-LIF (s. Kap. 4.3) misst die vorliegende Hydroxylradikal-Konzentration und wird zur Flammenfrontvisualisierung benutzt. Das ausschlaggebende Auswahlkriterium ist hierbei ein hohes SNR-Verhältnis bei der Detektion des Signals der OH-Radikale und das natürliche Vorkommen des Radikals in Flammenfrontnähe. Nachteilig bei der Bestimmung der Flammenfront mittels OH-Radikalen ist ihr zusätzliches

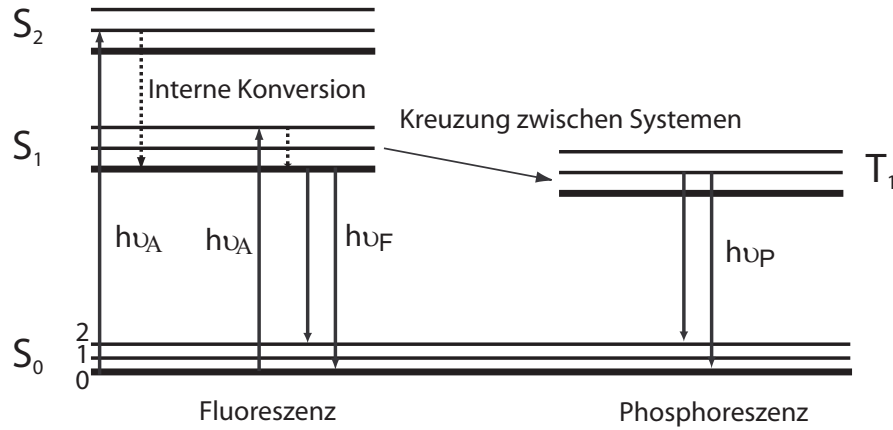


Abb. 2.19: Jablonski-Diagramm.

Vorkommen als Dissoziationsprodukt von H_2O im Abgas.

Die Konkurrenzprozesse zur Fluoreszenz sind unter anderem Dissoziation, Prädissoziation und Quenching. Mit Dissoziation bezeichnet man den Zerfall des Moleküls AB nach Anregung in die Fragmente A und B . Die seltenere Prädissoziation bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, dass ein Molekül AB aus dem angeregten Zustand AB^* strahlungslos in seine neutralen Fragmente zerfällt [47]. Quenching bezeichnet den Depopularisierungsvorgang durch einen Energietransfer an umgebende Stoßpartner und die dazugehörige Anregung des gestoßenen Moleküls in einen Rotations- oder Vibrationszustand, den strahlungslosen Übergang in den Grundzustand des Moleküls oder eine Energiewandlung in kinetische Energie. Quenching hängt von den Umgebungsvariablen Temperatur und Druck sowie charakteristischen Moleküleigenschaften wie dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{1,2}$ der Stoßpartner 1 und 2 ab.

Mit der Kombination aus LIF- und Absorptionsspektroskopie werden die Messergebnisse nach einer vorherigen Kalibrierung quantifizierbar, sofern die Stoßbedingungen entlang der Messebene nur geringfügig variieren und das Quenching bekannt ist. Die Kalibrierung des Systems erfolgt an einer Flamme mit bekannten Spezieskonzentrationen und bekanntem Temperaturfeld und unter definierten Umgebungsbedingungen.

Angenommen wird, dass sich die lokale Laserintensität $I_{Laser}(x)$ gemäß des Lambert-Beer Gesetzes beim Durchqueren der Brennkammer abschwächt und über die lokale, gemessene LIF-Intensität $I_{LIF}(x)$ angenähert werden darf [39]

$$-dI_{Laser}(x)/dx \approx a_0 I_{LIF}(x). \quad (2.61)$$

Dabei ist die Proportionalitätskonstante a_0 definiert über die messbaren Größen

$$a_0 = \frac{A}{\int I_{LIF}(x) dx} \cdot I_{Laser}(0). \quad (2.62)$$

Der Wert von a_0 entspricht dem Verhältnis der integralen Absorption A innerhalb der gesamten Messfläche und der korrespondierenden integrierten LIF-Intensität. Aus Gleichung 2.61 ist nun die lokal variierende Laserintensität berechenbar.

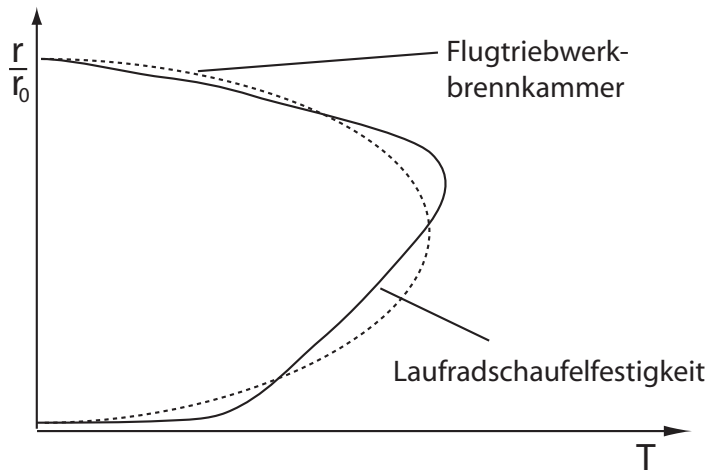


Abb. 2.20: Radiale Verläufe der Heißgastemperaturen in der Brennkammer im Vergleich zum Verlauf der Laufschaufelfestigkeit.

Die gemessene lokale LIF-Intensität wird über den Zusammenhang

$$I_{LIF}^*(x) = \frac{I_{LIF}(x)}{I_{Laser}(x) \cdot g_{rel}(x)} \quad (2.63)$$

in Bezug zur vorherigen Absorption entlang des optischen Weges betrachtet [39]. In Gleichung 2.63 beschreibt $g_{rel}(x)$ die lokale Änderung der relativen Linienformfunktion infolge von vorherigen Absorptionen $g_{rel}(x) = g(x)/g_0$, mit g_0 als ursprüngliche Linienformfunktion. Die absorptionskorrigierten LIF-Intensitäten werden mittels eines Abgleichs an einer Kalibrationsmessung in die zu betrachtenden OH-Anzahldichten umgerechnet.

2.7.2 Messmethoden zur Bestimmung der lokalen Temperatur

Die Kenntnis der örtlich aufgelösten Temperaturverteilung innerhalb der Brennkammer und insbesondere stromabwärts der Verbrennungszone in der Region des Heißgases ist essentiell für die Auslegung der nachfolgenden Turbine und damit für das Gesamtdesign einer Gasturbine. Die materialbedingten zulässigen Temperaturobergrenzen variieren in ihrer radialen Verteilung aufgrund der sich lokal ändernden Laufschaufelfestigkeit [58].

Über eine gezielte und dosierte Zufuhr von Kühlluft in die Brennkammer kann das Temperaturfeld auf die Laufschaufelfestigkeit abgestimmt werden. Dies setzt die Kenntnis des Temperaturfeldes innerhalb der Brennkammer voraus. Um die effektive Arbeit der Turbine zu steigern wäre ein gleichmäßig verteilter Temperaturverlauf mit hohen Mittelwerten und geringen örtlichen sowie zeitlichen Schwankungen ideal (s. Abb. 2.20).

Das Erreichen des Zieles, Schadstoffe, wie z. B. thermisches NO_x (auch Zeldovich- NO_x , näheres [112, 110, 54]), entsprechend den Selbstverpflichtungen der „Advisory Council for Aeronautics Research in Europe“ (ACARE) [3] zu reduzieren, ist bei der Auslegung von Brennkammern neben anderen Anforderungen zu beachten. Die Reduktion von thermischem NO_x dessen Produktion wegen der hohen Aktivierungsenergie von N_2 nur in Hochtemperaturgebieten ausreichend schnell abläuft, setzt ebenso die Kenntnis des kompletten Temperaturfeldes innerhalb der Brennkammer voraus. Aus den Temperaturfeldern

lassen sich temperaturabhängige Reaktionsgeschwindigkeiten chemischer Reaktionen bestimmen.

Eine laserdiagnostische Methode, die die Erfassung der Temperatur in Verbrennungsumgebungen ermöglicht, ist zum einen die Detektion von kombinierter Raman- und Rayleigh-Streuung. Dabei wird die Temperaturinformation aus der Besetzung der Molekül- oder Atomzustände bei bekannten Spezieskonzentrationen abgeleitet. Die Gemischzusammensetzung wird dabei, bei bekanntem Druck, aus der inelastischen Raman-Streuung eines Photons an einem Molekül abgeleitet. Darauf aufbauend wird dann aus der Signalintensität der ebenfalls gemessenen elastischen Rayleigh-Streuung auf die vorliegende Temperatur geschlossen. Anwendungen dieser Methode finden sich in den Arbeiten von Gregor [43] und Geyer [38]. Weitere diagnostische Verfahren wie die 2-Linien-LIF oder CARS [16, 109, 37] (s. Kap. 2.7.3) an Stickstoffmolekülen (N_2) bestimmen die Gastemperatur aus den temperaturabhängigen Besetzungszahlen der Rotations-, Vibrations- und Translationszustände innerhalb eines Moleküls. Eine Übersicht über diese Messverfahren und weiterführende Details sind in [108], Kapitel 7 und Eckbreth [29] zu finden.

Temperaturbestimmende Lasermessmethoden haben den Nachteil eines komplexen optischen Aufbaus zur Erzeugung und Detektion der Signale. Weiterhin ist die Nachbearbeitung der Daten aufwendig. Der Vorteil der auf Lasertechnologie basierenden Messtechniken ist ihre Nichtinvasivität, ihre hohe räumliche und zeitliche Auflösung und ihre physische Nichtzerstörbarkeit im Vergleich zu Thermoelementen.

Thermoelemente sind dagegen kostengünstige Online-Messinstrumente, die in der Forschung weit verbreitet sind [49, 8]. Ihr Einsatzgebiet ist durch die maximal messbare Temperatur begrenzt, die vor allem durch die verwendeten Drahtmaterialien und die Isolation der Thermoelementdrähte ausserhalb der Spitze gegeben sind [50].

2.7.3 Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy (CARS)

Eine weitere laserspektroskopische Messtechnik ist das „coherent Anti-Stokes Raman spectroscopy“ (kohärente Anti-Stokes Raman Spektroskopie, CARS), das präzise Temperaturmessungen in der direkten Umgebung turbulenter Flammen erlaubt. Diese punkt- bzw. linienweise Messtechnik nutzt die nicht lineare Abhängigkeit der Polarisierung von der Suszeptibilität χ des Mediums aus, die erst bei hohen Energiedichten eintritt. Weiterführende Literatur und Details zur CARS-Messtechnik findet sich u.a. in [65, 108, 29].

Zur Bestimmung von Temperaturen in Verbrennungsprozessen wird im Allgemeinen das diatomare Stickstoffmolekül N_2 verwendet, das bei Verbrennung mit Luft als Oxidator, in hoher Konzentration vorliegt und spektroskopisch gut analysiert ist. Wie bei der LIF-Messmethode wird aus der Boltzmann-Verteilung der Energieniveaus auf die Temperatur geschlossen, wobei wiederum ein thermodynamisches Gleichgewicht vorausgesetzt wird.

In CARS-Experimenten werden die Laserstrahlen eines festfrequenten Pump- und eines breitbandigen Stokeslasers, deren Frequenzdifferenz der emittierten Wellenlängen eines resonanten Raman-Übergangs entspricht, in einem Messvolumen fokussiert. Im Vierwellenmischprozess (s. Abb. 2.21) entsteht ein durch die Phasenanpassungsbedingung (s. Abb. 2.22, rechts) in seiner Richtung determinierter kohärenter Laserstrahl. Dieser Laserstrahl besitzt die anti-Stokes-verschobene Frequenz $\omega_{CARS} = 2\omega_1 - \omega_2$ (Abb. 2.22, links) [29]. Er ist räumlich und spektral von den generierenden Laserstrahlen getrennt und somit detektierbar.

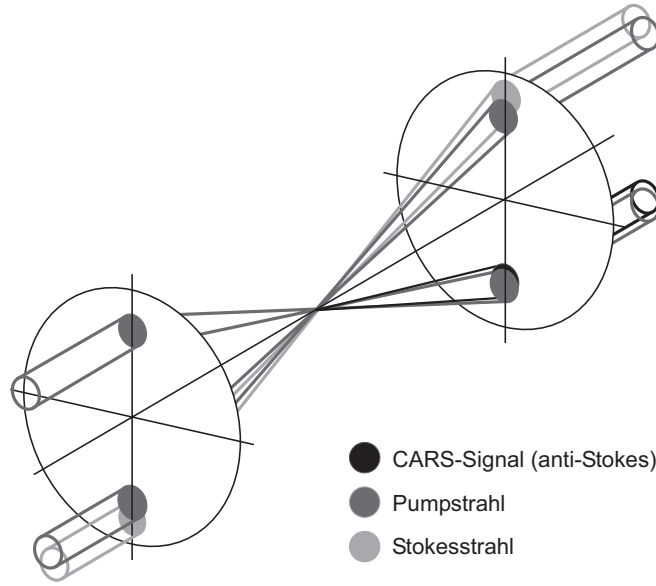


Abb. 2.21: Optische Wege der generierenden Pump- und Stokeslaserstrahlen und des CARS-Strahls durch die kollimierenden und rekollimierenden Sammellinsen [16].

Die CARS Signalintensität setzt sich dabei wie folgt zusammen [29]

$$I_{CARS} = \frac{\omega_{CARS}^2}{n_1^2 n_2 n_3 c^4 \epsilon_0^2} (l)^2 I_1^2 I_2 \left| \chi_{CARS}^{(3)} \right|^2 \left(\frac{\sin \frac{\Delta k l}{2}}{\frac{\Delta k l}{2}} \right). \quad (2.64)$$

Dabei sind I_{CARS} , I_1 und I_2 die Laserstrahlintensitäten des CARS-Signals, des Pump-lasers (1) und des Stokeslasers (2). In der Kreisfrequenz ω_{CARS} ist die Frequenz der Laserstrahlung enthalten, $n_{1,2,3}$ bestimmt die wellenlängenabhängigen Brechungsindizes, ϵ_0 ist die Dielektrizitätskonstante und l die Wechselwirkungslänge. Ein möglicher Phasenunterschied der Wellenvektoren k wird über den Zusammenhang $\Delta k = 2k_1 - k_2 - k_3$ beschrieben.

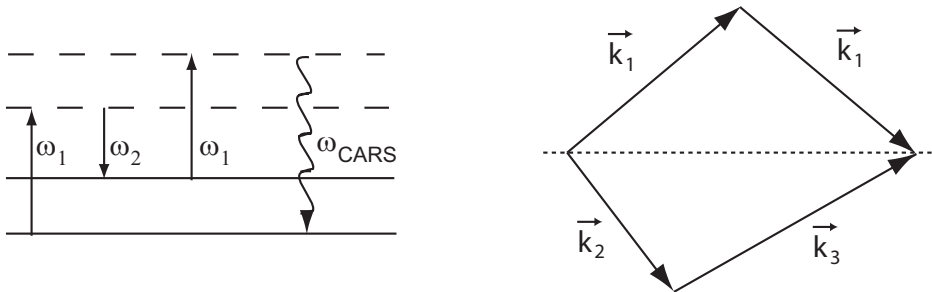


Abb. 2.22: Energieniveauschema im resonanten CARS-Fall (links). Richtung und Betrag des resultierenden CARS-Laserstrahls \vec{k}_3 sind durch die generierenden Strahlen mit den Wellenvektoren \vec{k}_1 und \vec{k}_2 gegeben (rechts).

Der Suszeptibilitätstensor dritter Stufe $\chi_{CARS}^{(3)}$ ist wie folgt definiert:

$$\chi_{CARS}^{(3)} = K_j \frac{\Gamma_j}{2\Delta\omega_j - i\Gamma_j} + \chi_{nr}. \quad (2.65)$$

Dabei ist Γ_j eine Dämpfungskonstante und χ_{nr} die Suszeptibilität im nicht resonanten Fall. Der Faktor $\Delta\omega$ beschreibt das Abweichen der tatsächlichen Laserfrequenz von der Raman-Transitionsfrequenz ($\Delta\omega_j = \omega_1 - \omega_2 - \omega_j$). Hierin ist ω_j mit k_j über $|\vec{k}_j| = n_j\omega_j/c$ verbunden. Der Faktor K_j in Gleichung 2.65 resultiert aus

$$K_j = \frac{(4\pi)^2 n_1 \epsilon_0 c^4 N \Delta_j}{n_2 \hbar \omega_2^4 \Gamma_j} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right), \quad (2.66)$$

wobei $\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}$ der differentielle Streuquerschnitt im Raumwinkel Ω ist. Die Naturkonstanten c und \hbar sind die Lichtgeschwindigkeit bzw. das Plancksche Wirkungsquantum $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. $N\Delta_j$ ist der temperaturabhängige Anzahldichtenunterschied zwischen dem oberen und unterem Raman-Level der j -ten Transition.

Die Suszeptibilität dritter Ordnung $\chi_{CARS}^{(3)}$ beinhaltet die temperaturabhängige Population der Besetzungszustände des Moleküls. Aus dem temperaturabhängigen, spektral verteilten CARS-Intensitätssignal lässt sich so die Gasphasentemperatur im Verbrennungsprozess bestimmen.

Kapitel 3

Versuchsaufbau des Eindüsensektors EKT (EDS-EKT)

Die Druckbrennkammer des Fachgebiets Energie- und Kraftwerkstechnik (EKT) dient der Untersuchung physikalisch-chemischer Prozesse in komplexen, gasturbinenähnlichen Verbrennungsumgebungen. In dieser Arbeit wurden vorwiegend partiell vorgemischte, turbulente, reagierende und nicht reagierende Ein- und Zwei-Phasen-Strömungen mittels verschiedener Laserdiagnostikverfahren untersucht.

Optisch zugängliche Hochdruck-Verbrennungsversuchsanlagen ermöglichen dabei die Untersuchungen der Abhängigkeiten von Anlagenparametern wie dem Anlagendruck und der vorgewärmten Verbrennungslufttemperatur. Die Auswirkungen dieser Parameter lässt sich anhand der Kraftstoffzerstäubung, der Tropfenverteilung und Verdampfung und letztendlich auch durch die genaue Flammenposition und -struktur untersuchen.

3.1 Konzept der Anlage

Dem Konzept der Druckbrennkammer liegen folgende Ansätze zugrunde:

- **Entkopplung der thermischen und mechanischen Belastungen**

Die Druckbrennkammer wird bei hohen Anlagendrücken $p_{max} = 10$ bar und bei hohen adiabaten Verbrennungstemperaturen der turbulenten Flammen (z.B. n-Heptan: $T_{adiab.} = 2410$ K; $\phi = 0,9$; $T_{VL} = 350$ °C) betrieben.

Zur Trennung der gleichzeitig entstehenden thermischen und mechanischen Belastungen wurde die Brennkammer so konzipiert, dass die thermische Belastung durch den Temperaturgradienten ΔT zwischen Brennkammerflamrohr (s. Abb. 3.1) und der Laborumgebung hauptsächlich durch den Abtransport der Wärme mittels Kühlluft innerhalb des Druckbehälters vermindert wird. Durch ein gerichtetes Überströmen der Flammrohrquarzglasscheiben und des Flammrohrs mit einem regelbaren Kühlluftmassenstrom wird ein großer Teil der durch Konvektion und Wärmestrahlung auf das Flammrohr übertragenden Wärmemenge, die bei der turbulenten Verbrennung freigesetzt wird, vom Druckbehälter ferngehalten.

Die durch den Druckunterschied Δp zwischen dem Druck im Druckbehälter und der äußeren Laborumgebung entstehenden mechanischen Belastungen werden durch die Konstruktion aufgenommen, die aus druckfestem Edelstahl und druckfesten Quarzglasscheiben gefertigt wurde.

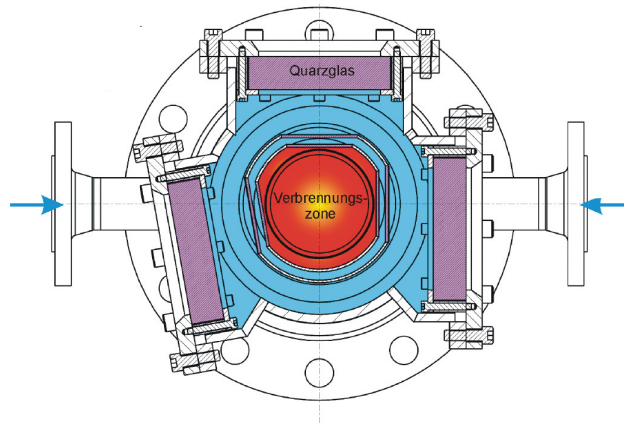


Abb. 3.1: Querschnitt durch den Druckbehälter, den Kühlluftbereich und die Verbrennungszone der Druckbrennkammer.

- **Optischer Zugang zur Brennkammer**

Abbildung 3.1 zeigt die drei nicht orthogonal zueinander stehenden optischen Zugänge aus fluoreszenzarmen „Lithosil Q2“-Quarzglas der Fa. Schott-Lithotec. Die Anordnung der Fenster zueinander ermöglicht, sowohl planare Messtechniken wie PLIF, PIV, IPI oder die Aufnahme von Mie-Streuung als auch detektionswinkelsensitive Messtechniken wie PDA und LDA, die unter einem geeigneten Detektionswinkel durchgeführt werden können, anzuwenden.

PDA-Messungen an Tropfen mit einem Brechungsindex von $n = 1,33$ (Wasser) bzw. $1,38$ (n-Heptan) werden idealerweise unter Off-axis-Winkeln von $\Theta_{PDA} = 73^\circ$ bzw. 74° gemessen [23], während spektroskopische Messungen verzerrungsfrei unter einem Detektionswinkel von $\phi = 90^\circ$ zur Propagationsrichtung gemessen werden.

- **Modularer Aufbau der Brennkammer**

Durch den modularen Aufbau der Brennkammer bzw. des Flammrohrs ist die Druckbrennkammer flexibel und kostengünstig an die Bedürfnisse neuer optischer und nicht optischer Messtechniken anpassbar. Desweiteren können auch unterschiedliche Düsenkonzepte mit vertretbarem konstruktiven Anpassungen untersucht werden.

Das vorhandene Flammrohr wurde für die Untersuchungen an Zwei-Phasen-Strömungen ersetzt. Damit PDA-Messungen von Wasser- und Heptansprays unter einem optimalen Detektionswinkel durchführbar sind, wurde der Neigungswinkel der inneren Fenster und der Durchmesser des Flammrohrs erhöht. Die Vergrößerung des Durchmessers führt auch zu einem vom Spray weniger beeinflussten optischen Zugang, da weniger unverdampfte Tropfen bis zur Scheibe gelangen.

Abb. 3.2 zeigt den kompletten, bei den Messungen verwendeten Aufbau der Druckbrennkammer ohne die Luftverdichtereinheiten. Der Kern der Anlage ist die optisch zugängliche Brennkammer, die bei den Untersuchungen im Vordergrund steht.

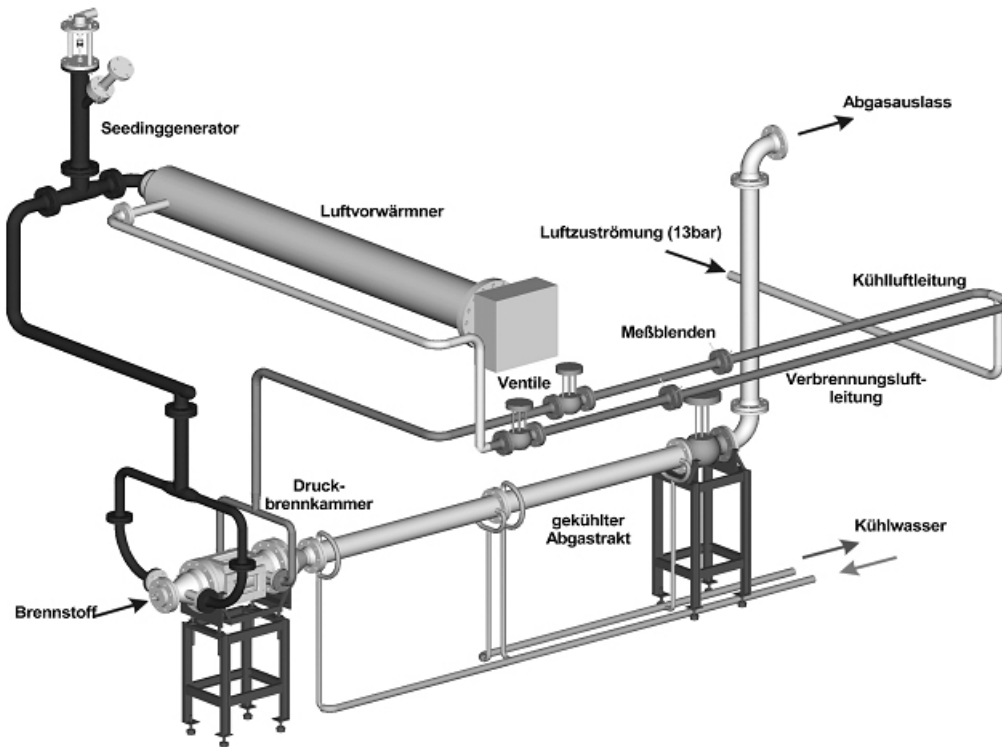


Abb. 3.2: Aufbau der Versuchsanlage Druckbrennkammer (EDS-EKT).

3.2 Aufbau und Infrastruktur

Neben der eigentlichen Brennkammer besteht der Versuchsstand aus weiteren infrastrukturellen Komponenten deren Funktion für das Betreiben des Versuchsstands im folgenden Kapitel erklärt werden.

Durch zwei Schraubenkompressoren (Fa. Atlas Copco, Typ GA 75, Kapazität Volumenstrom: jeweils $590 \text{ N}\frac{\text{m}^3}{\text{h}}$) wird angesaugte Umgebungsluft auf den Druck $p = 12,9 \text{ bar}$ komprimiert und zum Druckluft-Kältetrockner (Fa. Hankinson) geleitet. Dieser kühlt die Luft auf bis zu 0°C ab, bereinigt und filtert sie von Öl- und Wasserkondensaten der Kompression.

Der Anlagengesamtdruck kann über einen Druckminderer in der Druckbrennkammer vor der Aufteilung der Luft in einen Kühlluft- und Verbrennungsluftteil geregelt werden. In beiden Rohrleitungen wird der Massenfluss der Luftströmung über das Wirkdruckverfahren mittels Messblenden bestimmt. Die beiden pneumatischen Stellventile der Fa. KFM sorgen in Kombination mit dem den Hochdruckbereich abschließenden pneumatischen Abgasventil für die dynamische Druckreglung in der Druckbrennkammer. Die Stell- und Abgasventile werden von LabVIEW geregelt.

Die vom Hauptluftstrom abgetrennte Verbrennungsluft wird, bevor sie ins Plenum der Anlage gelangt, durch einen elektrischen Luftvorwärmer der Fa. Schniewindt (max. Leistung 80 kW , Luftdurchsatz: $55 - 418 \text{ N}\frac{\text{m}^3}{\text{h}}$) auf 100 bis 500°C vorgeheizt, um den durch die Kompression bedingten Temperaturanstieg der Verbrennungsluft im Gasturbinenverdichter zu simulieren. Trotz Wärmeisolierung treten Wärmeverluste beim Transport der Luft vom Luftvorwärmer zum Plenum auf, dabei gehen etwa 5 kW Wärmeleistung von

Tab. 3.1: Liste der Messstellen und Sensorarten. Die Signale der Sicherheitsabfragen werden am Schalt-schrank ausgewertet und unterbrechen bei Über- oder Unterschreiten von Grenzwerten die Kraftstoffzufuhr.

Bezeichnung	Messgröße	Messart	Beschreibung
P_A1	Druck	Manometer	Systemdruck
$T2 (L1)$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Einlasstemperatur Systemluft
$P3 - P6$	Druck	Messblende (Wirkdruckverfahren)	Bestimmung der Massenflüsse
P_A7	Druck	Manometer	Erdgasdruck
$T8$	Temperatur	Thermoelement (Pt-Element)	Ausgangstemperatur nach LVW
$T9 (L2)$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Brennkammer-einströmtemperatur
$P10$	Druck	Piezo-Drucksensor	Verbrennungsluftdruck
$P11$	Druck	Piezo-Drucksensor	Anlagendruck (Gesamtdruck)
$P12$	Druck	Manometer	Erdgasdruck
$T13 - T14$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Mantelaußen-temperatur
$P15$	Druck	Piezo-Drucksensor	Anlagendruck (statischer Druck)
$T16$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Flüssigkeitstemperatur
P_A17	Druck	Manometer	Flüssigkeitsdruck nach Pumpe
$P18$	Druck	Piezo-Drucksensor	Flüssigkeitsinjektionsdruck
$T19 (A1)$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Abgastemperatur
$T20 - T23 (W1 - W4)$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Kühlwassertemperatur
$T24 (A2)$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Abgastemperatur
$T25 (T2)$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Kühlwassertemperatur (Sicherheitsabfrage)
$T26 (T1)$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Kühlwassertemperatur (Sicherheitsabfrage)
$T27 (T3)$	Temperatur	Thermoelement (Typ-K)	Abgastemperatur (Sicherheitsabfrage)

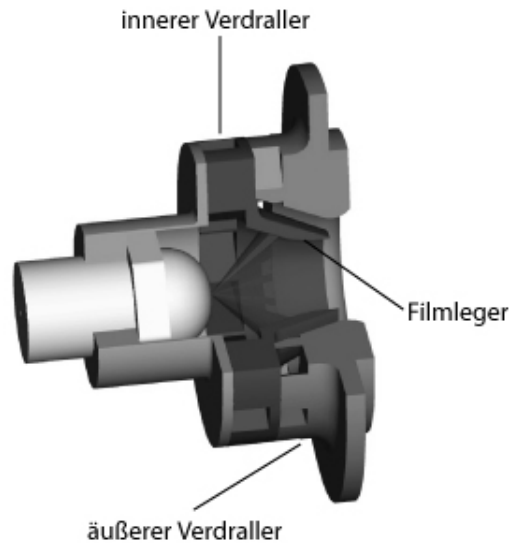


Abb. 3.4: 3 D-Abbildung des MTU-Airblast-Zerstäubers.

der Verbrennungsluft an die Laborumgebung verloren.

Die im Plenum beruhigte Luft wird durch den MTU-Airblast-Zerstäuber verdrallt und in den Brennraum geführt. Durch Druckmessstellen wird der Druckabfall über der Düse gemessen. Diese messen den statischen Druck vor der Düse und nach der Verbrennungszone am Verbindungsflansch zwischen Druckbehälter und Abgastrakt.

Um die thermische Belastung des Abgasventils zu begrenzen (maximale Betriebstemperatur $400\text{ }^{\circ}\text{C}$), wird dem heißen Abgas durch einen gekühlten, doppelwandigen Abgastrakt (Länge: 3 m) Wärmeenergie entzogen. Das Kühlwasser wird über einen separaten Kreislauf durch einen Wärmetauscher mit einer Leistung von 10 kW und einem Flüssigkeitsdurchsatz von 45 l/min, abgekühlt.

Zusätzlich wird der heißen Abgasströmung durch eine Kühlwassereinspritzung Wärme entzogen. Die Hochdruckeinspritzung des Kühlwassers im Verbindungsstück zwischen Druckbehälter und Abgastrakt erfolgt über einen Injektor der Fa. Kärcher (Typ 4.86, Druck: 20 – 120 bar, Fördermenge: 400 l/h).

Die Abbildung 3.3 zeigt in einem Fließschema der Anlage unter anderem auch die Druck- und Temperaturmessstellen. In Tabelle 3.1 werden die Messstellen und -arten spezifiziert, die zur Regelung und Überwachung der Anlage eingesetzt werden.

3.3 Design des MTU-Airblast-Zerstäubers

Die untersuchte Airblast-Atomizer-Düse geht auf ein Design der Fa. MTU zurück. Die eingesetzte Düse (s. Abb. 3.4) hat einen minimalen inneren Filmlegerdurchmesser von 16,04 mm, der äußere Verdraller hat an seiner engsten Stelle einen inneren Durchmesser von 23,32 mm; der effektive Querschnitt der Düse beträgt 242 mm^2 . Der innere und äußere Verdraller erzeugen einen gleichgerichteten Drall der Verbrennungsluft über jeweils 8 bzw. 12 angebrachte Führungskanäle, die der Verbrennungsluft am Austritt eine tangentielle Geschwindigkeitskomponente aufprägen.

Weitere Untersuchungen dieses Atomizers werden in [6, 41, 46, 4] vorgestellt.

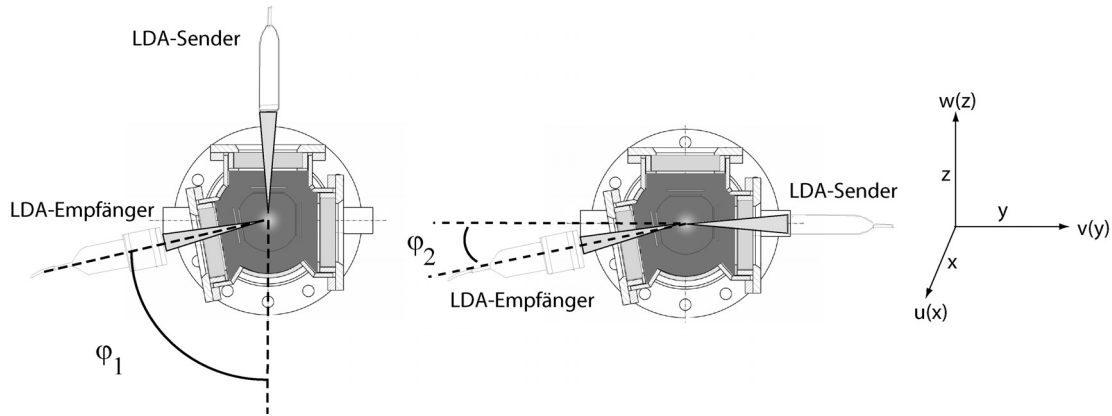


Abb. 3.5: LDA-Anordnung zur Messung aller drei räumlichen Geschwindigkeitskomponenten. Links: Erfassen der u- und v-Komponente. Rechts: Erfassen der u- und w-Komponente. Die eingezeichneten Winkel φ_1 und φ_2 sind die jeweils benutzten Off-axis-Winkel der LDA.

Tab. 3.2: Auflistung der untersuchten LDA-Betriebsfälle der Druckbrennkammer.

Name	Druck [bar]	T_{VL} [°C]	\dot{m}_{VL} [g/s]	Off-axis- Winkel φ [°]	Re_{Luft} [10 ³]	$\Delta a_x \times \Delta a_y \times \Delta a_z$ [mm x mm x mm]
LDA-1	3	350	37,4	62,3	46,8	0,24 × 0,24 × 0,36
LDA-2	5	350	62,3	27,3	78,0	0,24 × 0,24 × 0,70
LDA-3	7	350	87,2	27,3	109,2	0,24 × 0,24 × 0,70
LDA-4	3	350	37,4	27,3	46,8	0,24 × 0,24 × 0,70

3.4 Aufbau der LDA-Messungen

Zur Untersuchung des Strömungsfeldes der nicht reagierenden Ein-Phasen-Strömung wird eine 2D-fiber coupled-PDA der Fa. DANTEC in Kombination mit einem Argon-Ionen-Laser (*Coherent*), der im „multiline“-Modus betrieben wird, eingesetzt.

Radiale Profile der Geschwindigkeitskomponenten werden durch Traversieren entlang der y-Achse in Millimeterabständen von $y = -30$ bis $+30$ mm und axial in Abständen von 1, 3, 5, 10, 15, 20, 30, 40 und 50 mm hinter der Düse gemessen. Details zu den Betriebsbedingungen der Anlage und zum optischen Aufbau für die LDA-Testfälle sind Tab. 3.2 zu entnehmen.

Zur Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten sind zwei LDA-Messungen unter verschiedenen Detektions- bzw. Off-axis-Winkeln $\varphi_1 = 62,3^\circ$ (LDA-1) und $\varphi_2 = 27,3^\circ$ (LDA-4) an den gleichen Messpunkten notwendig (s. Abb. 3.5). Die Geschwindigkeitskomponenten sind im Einzelnen die axiale Geschwindigkeitskomponente u , die radiale Geschwindigkeitskomponente v und die tangentielle Geschwindigkeitskomponente w . LDA-1 ergibt die u- und v-Komponente, LDA-4 die u- und w-Komponente. Die Anzahl validierter Samples (10000) ist nach Janus [56] statistisch ausreichend.

Durch das Detektieren von Vorwärtsstreuung (LDA-1 bis LDA-4) mit erhöhtem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) (s. Kap. 2.4.1) kann der störende Einfluss der Lichtstreuung durch Seedingpartikel an der Quarzglasoberfläche und der Reflexion des Lichts an den Wänden reduziert werden.

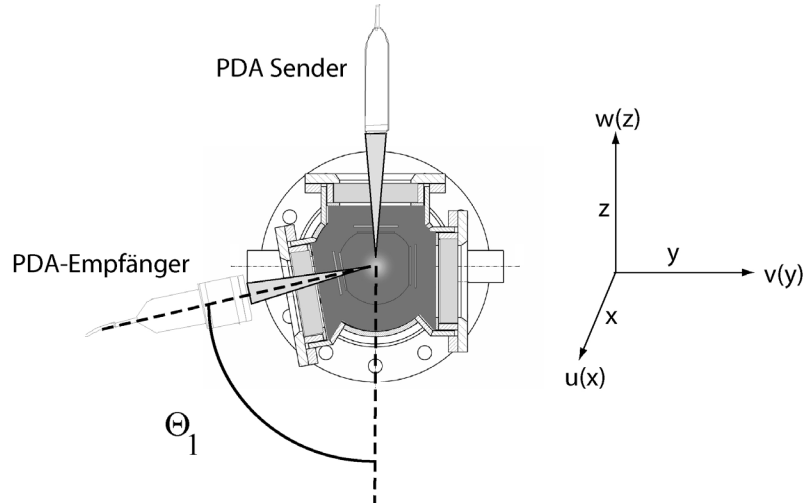


Abb. 3.6: PDA-Aufbau zur Messung der Durchmesser und der axialen und radialen Geschwindigkeitskomponenten unter dem Off-axis-Winkel der PDA Θ .

Die Verbrennungsluft ist mit MgO -Seedingpartikeln (Durchmesser $1\,\mu\text{m}$, s. Tab. 2.2) geimpft und wird über einen im Drucksystem integrierten Seedinggenerator [9] der Strömung zugesetzt (s. Abb. 3.2).

Das Folgevermögen der Seedingpartikel ist nach Gl. 2.27 unter Verwendung der Partikeldichte aus Tabelle 2.2 und einer dynamischen Viskosität η von Luft ($T = 350^\circ\text{C}$, $p = 2\,\text{bar}$) von $3,16 \cdot 10^{-5} \frac{\text{kg}}{\text{ms}}$ bis zu einer kritischen Frequenz $f_{\text{krit}} = 3,6\,\text{kHz}$ gegeben.

Die detektierten LDA-Bursts werden von einem Multi-PDA-Signalprozessor (Fa. DANTEC) im Koinzidenzmodus aufgenommen und ausgewertet. Die Validierung der Geschwindigkeitssignale erfordert ein SNR von mindestens -1 dB. Durch den optischen Aufbau ergibt sich für die Fälle LDA-1 bis LDA-4 ein elliptisches Messvolumen mit einer Halbachsenbreite $a_{x,y}$ von $240\,\mu\text{m}$ und einer Hauptachsenlänge a_z von $320\,\mu\text{m}$, u.a. in Abhängigkeit von den Brennweiten der Linsen ($f_s = 500\,\text{mm}$, $f_R = 310\,\text{mm}$) und der Empfängerschlitzbreite (s. Kap. 2.6.3).

Zusätzlich werden zur Charakterisierung des Strömungsfeldes und zur Analyse möglicher kohärenter Strukturen Zeitreihen an einzelnen Punkten aufgezeichnet (LDA-2 bis LDA-4), um daraus zeitliche Autokorrelationen R_{ij} und das Energiedichtespektrum der turbulenten Strömung bestimmen zu können. Die Datenauswertung basiert auf der „fuzzy slotting technique“ (s. Kapitel 2.5.4).

3.5 Aufbau der PDA-Messungen

Im folgenden Kapitel werden die für die PDA-Messungen wichtigsten Parameter der Sonde, des Empfängers und der Softwareverarbeitung beschrieben. Während der Messungen PDA-H1 bis PDA-W4 (s. Tab. 3.3) wurden diese Parameter, sofern variierbar, konstant gehalten, um die Vergleichbarkeit der Messungen untereinander zu gewährleisten.

Der für die PDA-Messungen an den Wasser- und Heptansprays verwendete optische Aufbau und die Positionierung des Senders und des Empfängers im Hinblick auf den Off-axis-Winkel Θ ist in Abb. 3.6 dargestellt. Die untersuchten Betriebspunkte des EDS-EKT

Tab. 3.3: Betriebspunkte der PDA-Messungen unterteilt in die Heptan- und Wasser-Fälle. Unterschieden wird weiterhin in reagierende (r) und nicht reagierende (nr) Fälle.

Name	Fall	Druck [bar]	T_{VL} [°C]	$\dot{m}(VL)$ [g/s]	$\dot{m}(fl)$ [g/s]	$\phi[-]$	$Re[10^3]$
PDA-H1	r	2	350	24,9	1,49	0,9	31,2
PDA-H2	r	3	350	37,4	2,23	0,9	46,8
PDA-H3	r	2	300	24,9	1,49	0,9	33,0
PDA-H4	nr	2	350	24,9	1,49	0,9	31,2
PDA-H5	nr	3	350	37,4	2,23	0,9	46,8
PDA-H6	nr	2	300	24,9	1,49	0,9	35,2
PDA-W1	nr	2	250	24,9	0,83	(0,5)	35,2
PDA-W2	nr	2	300	24,9	0,83	(0,5)	33,0
PDA-W3	nr	2	350	24,9	0,83	(0,5)	31,2
PDA-W4	nr	3	350	37,4	1,24	(0,5)	46,8

sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Die jeweiligen thermischen Leistung für die Betriebsfälle PDA-H1 und PDA-H2 betragen 66 kW bzw. 100 kW.

Die in Tabelle 3.4 angeführten Parameter der PDA-Sonde definieren u.a. das verwendete Messvolumen, aus dem in der Massenflussbestimmung das Detektionsvolumen bestimmt wird. Die Maße des Messvolumens sind durch den Laserstrahldurchmesser, den Laserstrahlschnittwinkel und die Brennweite der Sondenlinse festgelegt.

Tabelle 3.5 beinhaltet die wichtigsten Parameter des PDA-Empfängers. Die Schlitzbreite im Empfänger, die vor der Einkopplung des Lichts in Glasfasern positioniert ist, verkleinert das Messvolumen in Strahlpropagationsrichtung von 6,1 mm auf 0,32 mm und führt somit zu einer höheren räumlichen Auflösung.

Tab. 3.4: PDA-System: Sondenparameter.

Name u. Einheit	U-Komp.	V-Komp.
Anzahl der Interferenzstreifen [-]	37	37
Interferenzstreifenabstand [μm]	6,44	6,11
Laserstrahlenschnittwinkel im Messvolumen [°]	2,3	2,3
Messvolumenlänge d_x [mm]	0,24	0,23
Messvolumenlänge d_y [mm]	0,24	0,23
Messvolumenlänge d_z [mm]	6,1	5,8
Wellenlänge [nm]	514,5	488
Brennweite der Sonden-sammellinse [mm]	500	500
Laserstrahldurchmesser [mm]	1,35	1,35
Expanderratio []	1,0	1,0
Strahlenabstand vor SONDENSammel-linse [mm]	40	40

Tab. 3.5: PDA-System: Empfängerparameter.

Name u. Einheit	PDA-Empfänger
Off-axis-Winkel Θ [°] (PDA-H1 bis PDA-W4)	63
Brennweite der Empfängersammellinse [mm]	310
Expanderratio [-]	1,980
Streulichtmodus	Brechung (1. Ordnung)
Maskentyp (Messintervall)	A (Δd : 0 - 150 μm)
Empfängerschlitzbreite [μm]	320
red. Messvolumen U-Komp. [mm· mm· mm] (LDA-1; PDA-H1 bis PDA-W4)	0,24× 0,24× 0,36
red. Messvolumen U-Komp. [mm· mm· mm] (LDA-2 bis LDA-4)	0,24× 0,24× 0,70

Tab. 3.6: PDA-System: Signalverarbeitung (BSA-Parameter).

BSA-Parameter	Wert bzw. Einstellung
Signalverstärkung	Hoch (Wahlparameter: Hoch o. Niedrig)
Sphärizitätsvalidierung [%]	10
PM-Spannung U1 [V]	1100
PM-Spannung U2, U3, V [V]	„Balance on U1“-Modus, ≈ 1100 V
SNR	-3 dB
Bandbreite [Mhz]	45 (-64 bis 225 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$)

Die abschließende Tabelle 3.6 definiert die softwareseitigen Parameter des „burst spectrum analysers“ (BSA). In Kapitel 5.1 werden die Einflüsse der Parameter auf die Messergebnisse spezifiziert. Hervorzuheben ist, dass die Photomultiplier-Spannung nicht variiert werden konnte, während die Laserleistung (s. Kap. 5.2), das SNR und die Sphärizitätsvalidierung (s. Kap. 5.1) variabel sind.

3.6 Aufbau der Mie-Streuungs-Detektion

Der im Folgenden dargestellte Aufbau zur Detektion von Signalen im planaren, gaußförmigen Messvolumen eines gepulsten Laserstrahls eignet sich prinzipiell zur Anwendung weiterer bildgebender Messtechniken wie PIV, IPI oder LIF und nutzt die flächenhafte Abdeckung des Messgebiets zur Untersuchung räumlich ausgedehnter Phänomene.

Abbildung 3.7 zeigt den Versuchsaufbau zur Detektion von Mie-Streuung der Tropfen in Düsennähe zur Bestimmung des Spraywinkels und der Sprayeindringtiefe.

Die Laserpulse (Pulsdauer: 2 – 5 ns, Pulsenergie: 45 mJ) der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm eines mit der Frequenz $f = 2$ Hz betriebenen Nd:YAG-Lasers (Gemini PIV 200-15) der Fa. New Wave werden durch eine sheet-forming-optics (sfo)-Anordnung ($f_{L1} = -50$ mm, $f_{L2} = 200$ mm) von einem Strahldurchmesser $d_S = 5,5$ mm auf $d_S = 20$ mm aufgeweitet und mittels einer Zylinderlinse (ZL, $f_{ZL} = 110$ mm) in ein auf die Mittelebene der Druckbrennkammer fokussiertes Lasersheet geformt (Breite $B = 20$ mm, Höhe $H = 0,5$ mm). Die Höhenangleichung der Laserpulspropagationsebene an die in der LDA und PDA un-

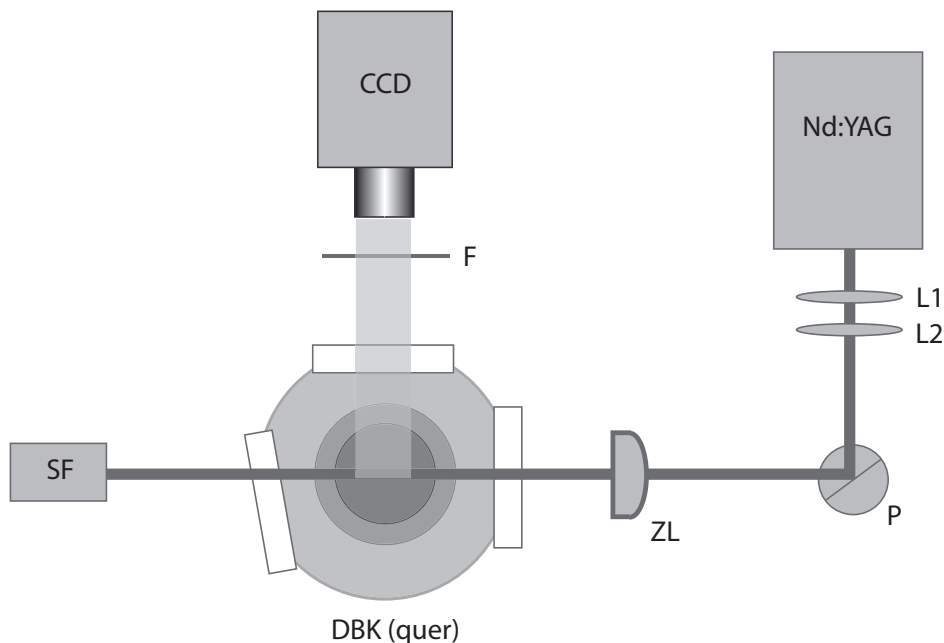


Abb. 3.7: Aufbau zur Erfassung der Mie-Streuung an der Druckbrennkammer.

tersuchte Zentrumsebene der Brennkammer erfolgt durch ein Periskop (P).

Die am Q-Switch des Nd:YAG-Lasers getriggerte „Sensicam Qe“ CCD-Kamera der Fa. PCO wird auf die Lasersheetebene fokussiert, um das Bild der Tropfenverteilung in der Brennkammer aufzunehmen. Zur Elimination der die Messung verfälschenden Anteile der Chemilumineszenz der n-Heptan-Flamme, wird ein Interferenzfilter (Transmission bei $\lambda = 532 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$) vor dem Kameraobjektiv angebracht.

Die an die Traversierung der Druckbrennkammer montierte CCD-Kamera ist auf $\Delta x, y, z = 0,01 \text{ mm}$ genau positionierbar. Die Gesamtmessfläche von $\Delta x = 65 \text{ mm} \times \Delta y = 60 \text{ mm}$ setzt sich aus $10 \times 10 \text{ mm}$ -Einzelmessflächen zusammen.

Die Mie-Streuung wird unter einem Detektionswinkel von $\Theta = 90^\circ$ detektiert, die aufgenommenen Bilder (Bildgröße: 1040×1376 Pixel) entsprechen im nicht reagierenden (reagierenden) Fall einer physikalischen Länge in horizontaler Richtung von $21,0 \text{ mm}$ ($23,0 \text{ mm}$), bzw. einer physikalischen Länge in vertikaler Richtung von $16,0 \text{ mm}$ ($17,4 \text{ mm}$).

Die Einzelbilder wurden nach folgendem Schema bearbeitet:

- **Aufnahme und Bearbeitung der Hintergrundaufnahmen**

In Abwesenheit eines Sprays wurden Hintergrundaufnahmen (Anzahl: 20) für die Messung in der Druckbrennkammer aufgezeichnet. Die durch Reflexion des Laserlichts an den Quarzglasscheiben des Flammrohrs und des Druckbehälters auftretende Kontamination der aufgezeichneten Bilder wird durch die Subtraktion des gemittelten Hintergrundbildes bei der Auswertung der Einzelbilder und der Erstellung des Gesamtbildes minimiert. Zusätzliche Reflexionen treten an der metallischen Kopfplatte und dem zylindrischen Flammrohr der Druckbrennkammer auf. Hintergrund-

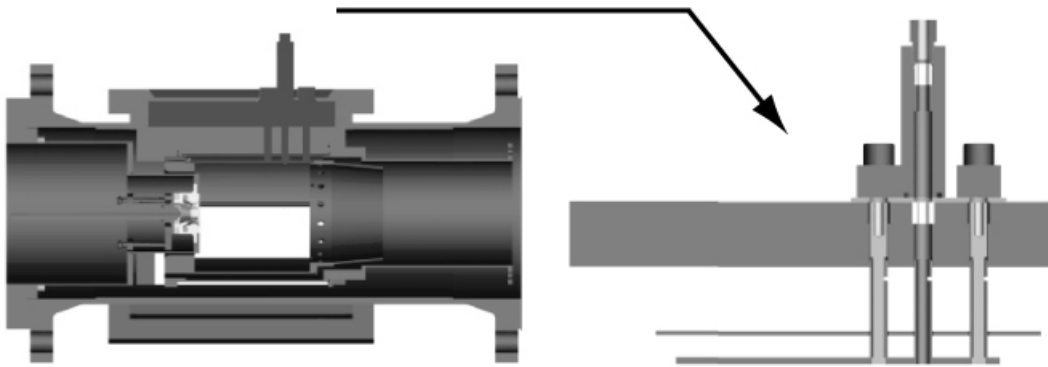


Abb. 3.8: Links: Konstruktion und Lage des Temperaturfeldmessaufbaus in der Druckbrennkammer. Rechts: Führung der Thermoelemente.

aufnahmen beinhalten ebenfalls die in der Kameraelektronik selbst auftretenden Störungen und falschen Signale (Pixeldefekte, thermisches Rauschen).

- **Aufnahme und Bearbeitung der Einzelbilder**

Die auszuwertenden Graubilder der Einzelaufnahmen (Anzahl: 400 pro Messfläche) werden nach der Subtraktion der gemittelten Hintergrundaufnahme binarisiert (Schwellwert der Binarisierung: Graustufe 100 von 256) und addiert. Die Ergebnisbilder der einzelnen Flächen werden abschließend zu einem Gesamtbild zusammengefügt.

Aus den Gesamtbildern der n-Heptansprayverteilung in der gesamten Druckbrennkammer wird der Spraywinkel des Sprays für den nicht reagierenden und für den reagierenden Fall bestimmt. Dabei werden die Reihenprofilfunktionen der Gesamtbildintensitäten für jede zehnte Pixelreihe durch ein Polynom n-ten Grades genähert, und deren Maxima für den weniger durch Reflexionen gestörten Bereich $y < 0$ mm lokalisiert. Über die Lage der Regressionsgeraden durch die ermittelten Maxima wird der Spraywinkel berechnet.

Zur Berechnung der Sprayeindringtiefe wurde ein Algorithmus verwendet, der Bezugnehmend auf den Maximalwert der Tropfenanzahl im düsennahen Gebiet die relative Anzahl der Tropfen entlang der vorher beschriebenen Regressionsgeraden berechnet.

3.7 Aufbau der Temperaturfeldmessungen

Die Temperaturverteilung in der Druckbrennkammer wurde stromab der Reaktionszone mittels fünf parallel zur Kopfplatte positionierter Thermoelemente gemessen. Die Temperaturen des Heißgases wurden an verschiedenen axialen Positionen ($x = 81, 101$ und 126 mm) entfernt vom Atomizer gemessen. Dabei werden die Thermoelemente an jedem axialen Messpunkt tangential von $z_{min} = -65$ mm bis $z_{max} = 60$ mm in der Höhe verfahren. Die Messungen erfolgen in äquidistanten Abständen von $\Delta y = 5$ mm. Alle Messungen basieren auf dem reagierenden Fall PDA-H1 (s. Tab. 3.3). Eine Darstellung des Messaufbaus ist in den Abbildungen 3.8 und 3.9 gegeben.

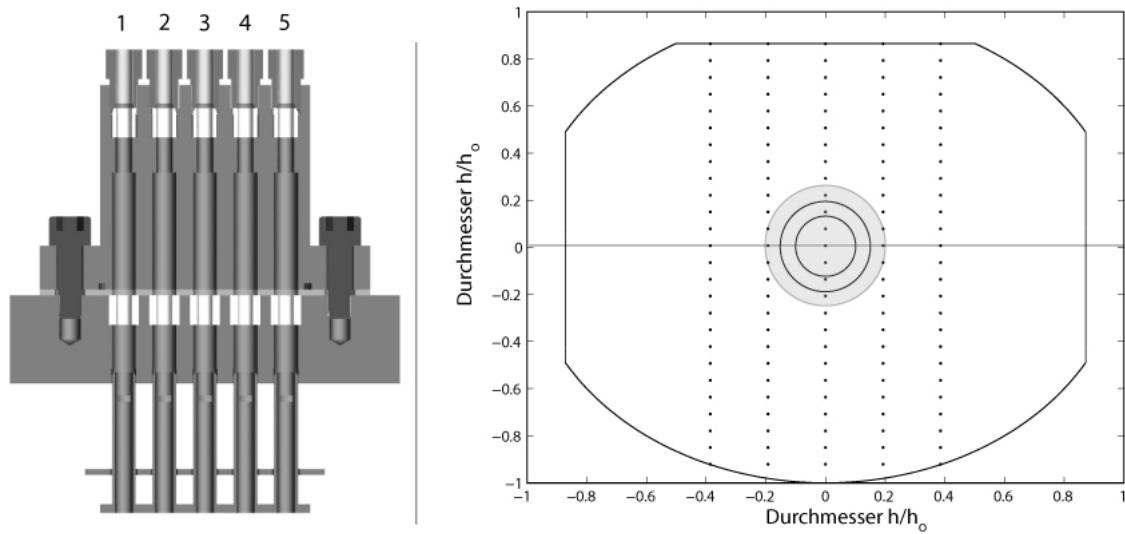


Abb. 3.9: Links: Positionierung der Thermoelemente. Rechts: Verteilung der Messstellen innerhalb der Druckbrennkammer (Querschnitt).

Der Vorteil dieser intrusiven Messmethode liegt, neben ihrem kostengünstigen Aufbau und dem minimalen konstruktiven Eingriff in den bestehenden Brennkammeraufbau, in der unmittelbar ablesbaren Temperatur aus den gemessenen Thermospannungen. Die Umrechnung zwischen Thermospannung und Temperatur am Messpunkt erfolgt über genormte Polynome der DIN-Norm DIN EN 60584-1.

Eingesetzt wurden eigens gefertigte Thermoelemente mit offener Messperle, deren Drähte (Durchmesser $d = 0,3 \text{ mm}$) dem Typ N entsprechen. Die Thermoelemente, deren Wärmeisolation über eine Keramikisolation erfolgt, können dauerhaft eine maximale Mess-temperatur von $T_{max} \approx 1600 \text{ K}$ messen. Die ermittelten Thermospannungen werden mit einer kombinierter Mess- und Vergleichsstelle aufgenommen und über das Anlagensteuerungsprogramm LabVIEW ausgewertet.

Typ-N-Thermoelemente werden aus Nickel-Chromium-Silicium- und Nickel-Silicium-Thermodrähten hergestellt und in der offenen Variante (d. h. ohne strahlungsvergrößernden Metallmantel an der Spitze) verwendet. Dies führt zu einer schnelleren Ansprechzeit und einer Messfehlerreduktion (Messfehler: $\Delta T \pm 12 \text{ K}$ oder $0,75\%$ bei 1600 K , Herstellerangabe).

Das Temperaturfeld wird von den in Reihe und äquidistant zueinander stehenden genau in z-Richtung positionierbaren Thermoelementen abgetastet (s. Abb. 3.9). Jede der drei axialen Positionen wird in 26 Messreihen (Messdauer jeweils $\Delta t = 60 \text{ s}$, Anzahl der Messungen: 60000) entlang der z-Achse vermessen. Die Positionierung der Thermoelemente wurde mittels einer druckdichten, temperaturstabilen Führung realisiert (s. Abb. 3.8).

Temperaturmessungen über Thermoelemente sind mit statistischen und systematischen Messfehlern behaftet. Statistische Messfehler treten u. a. durch die A/D-Wandlung des Signals (Fehler: $\pm 1 \text{ K}$) und beim Aufrechterhalten einer konstanten Vergleichstemperatur im Thermalblock des Signalkonditionierers SCXI der Fa. LabVIEW auf ($\pm 0,9 \text{ K}$, Herstellerangabe). Systematische Fehler wie Kennliniendrift oder Wärmeleitung innerhalb der Thermodrähte sind in den Messungen dieser Arbeit zu vernachlässigen. Da die Ge-

santmessdauer im Hinblick auf den langfristigen Kennliniendrift klein ist, wird dieser im Folgenden nicht weiter betrachtet. Bei einem Durchmesser-Längen-Verhältnis V der Thermoelementdrähte ($L = 420 \text{ mm}$, $d = 0,3 \text{ mm}$) von $V > 200$ sind im Hinblick auf die Wärmeleitung nur kleine Abweichungen vom realen Messwert zu erwarten [49]. Dies stimmt mit der Aussage von Bernhard [8] zur Vernachlässigung von Wärmeleitungseffekten im Bezug auf den betrachteten Messfall überein.

Der systematische Fehler durch Wärmestrahlung ist jedoch nicht zu vernachlässigen. Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz strahlt jeder Körper Wärme proportional zur vierten Potenz seiner Temperatur in die Umgebung ab,

$$\dot{Q} = \sigma \cdot \epsilon \cdot A \cdot T^4. \quad (3.1)$$

Dabei ist σ die Stefan-Boltzmann-Konstante, ϵ die Emissivität und A die Fläche des Körpers. Die aus Wärmestrahlung resultierenden Messfehler in turbulenten, reagierenden Strömungen mit Thermoelementen können relativ bis zu 18% betragen [49]. Zur Korrektur dieser signifikanten Messungenauigkeit wird auf zwei Methoden näher eingegangen.

Die eingesetzten Thermoelemente werden durch eine laminare Vormischflamme (Methan-Luft-Gemisch, durch einen Stickstoff-Coflow von der Umgebung abgeschlossen) eines numerisch und experimentell untersuchten Kalibrierbrenners [43] geeicht. Die adiabate 2D-Flamme liefert ein homogenes Temperatur- und Speziesfeld in radialer Richtung und kann analytisch eindimensional betrachtet werden [85]. Zur Kalibration wurde in dieser Arbeit eine magere Methanflamme ($\phi = 0,83$) mit einer näherungsweise adiabaten Flammentemperatur von 2050 K ($\Delta T \approx 50 \text{ K}$) verwendet. Zusätzliche Stützstellen zur Kalibrationspolynomauflistung konnten an einem Rohrofen ($T_{max} = 1470 \text{ K}$) durch Messungen tieferer Temperaturpunkte ($T = 673 \text{ K}$ bzw. 773 K) generiert werden.

Die Umgebungsbedingungen der Messung am Kalibrierbrenner und der Messung in der Druckbrennkammer sind nicht identisch. Die Messungen am Kalibrierbrenner erfolgen an einer isolierten, laminaren Methanflamme in atmosphärischer Umgebung [43], während die Temperaturmessungen an der Druckbrennkammer in einer Hochdruckumgebung und in einer turbulenten Heptanflamme stattfinden [46, 45]. Die Einwirkung der wärmeabstrahlenden metallischen Flammrohrwände auf die Thermoelementspitzen ist in der Druckbrennkammermessung relevant, während diese Effekte am isolierten Kalibrierbrenner nicht auftreten.

Mit einer numerischen Korrektur der Messergebnisse wird die Strahlungswechselwirkung der nicht als adiabatisch zu betrachtenden Wandoberfläche des Flammrohrs mit der Oberfläche der Thermoelemente berücksichtigt.

Dieser Strahlungswärmeaustausch zwischen dem Temperaturfühler (Temperatur T_S) und der Wand wird über folgenden Zusammenhang beschrieben [8], falls die Wandfläche A_W deutlich größer ist als die Temperatursensoroberfläche A_S ($A_W \gg A_S$):

$$\Delta T_s = \frac{\epsilon_T \sigma}{\alpha} \cdot (T_{Messung}^4 - T_{Wand}^4). \quad (3.2)$$

Diese Bilanz beschreibt den durch Strahlung induzierten Messfehler anhand der Größen

- Strahlungswärmeübergangskoeffizient α
- Oberflächentemperatur des Thermoelements $T_{Messung}$

- Oberflächentemperatur der umgebenden Wand T_{Wand}
- Stefan-Boltzmann-Strahlungskonstante σ
- Emissivitätsgrad des Temperatursensors ϵ_T .

Die Flammrohrwandtemperatur $T_{Wand} = 720$ K wird über eine Mittelung der in Flammrohrnähe gemessenen Temperaturen gewonnen.

Die in dieser Arbeit genutzte Bilanzierung berücksichtigt die Abhängigkeiten des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha(p, T, v)$ von Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit nach einem Algorismus von Dunn et al. [28]. Kritisch zu betrachten sind hierbei Bilanzierungsannahmen, unter anderem dass:

- die Thermodrahtverbindungsstelle eine herstellungstechnisch nicht zu erreichende perfekte Kugelform besitzt,
- der Emissivitätsgrad ϵ der Messstellenoberfläche temperaturunabhängig konstant ist,
- die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids trotz Turbulenz als konstant betrachtet wird.

3.8 Aufbau der CARS-Temperaturmessungen

Neben dem Einsatz invasiver, messtechnisch vergleichsweise einfacher Thermolemente wird zur zusätzlichen Erfassung der lokalen Temperaturverteilung die spektroskopische Messmethode CARS eingesetzt. Der Aufbau zum Messen von planarem, d. h. parallel zur Brennkammerkopfplatte positioniertem, vibrationalem BOXCARS ist in der Abbildung 2.22 zu sehen. Die Abb. 3.10 zeigt schematisch und vereinfacht den optischen Aufbau zur Erfassung der CARS-Intensitätssignale im Spektrometer. Details zum Versuchsaufbau und zur verwendeten Messtechnik finden sich in [16, 18, 29].

Ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (Fa. Quanta Ray, Pro 270), der bei einer Repetitionsrate von 10 Hz und einer Pulsdauer von 10 ns betrieben wird, dient einerseits als CARS-Pumplaser (30% der Gesamtlaserleistung; verteilt auf 2 Laserstrahlen). Andererseits dient er als Pumplaser für einen modenlosen Breitband-Farbstofflaser (*Mode* – *X*, *ML* – 2). Dieser wird als CARS-Stokeslaser mit einer zentralen Emissionswellenlänge $\lambda = 606,5$ nm betrieben. Die drei Strahlen ($d \approx 8$ mm) werden durch eine achromatische Linse (AL) ($f = 250$ mm) ins Messvolumen fokussiert. Die drei Laserstrahlen und der im Vierwellenmischprozess im Kreuzungspunkt entstehende CARS-Laserstrahl ($\lambda = 473$ nm) werden nach dem Brennkammerdurchgang in der Linse L1 ($f = 300$ mm) rekollimiert. Durch drei dichroitische Spiegel (*D1* – *D3*, Reflexion bei 473 nm) wird das CARS-Signal räumlich von den Pumpstrahlsignalen getrennt und zusätzlich durch einen Notch-Filter ($\lambda = 532$ nm) von den restlichen, nicht frequenzverdoppelten Anteilen des Pumplaserlichts befreit. Das CARS-Signal wird über die Linse L2 ($f = 100$ mm) auf den Eingang des Spektrometers (Fa. Spex 1704, 2400 g/mm) fokussiert, bevor es von einer

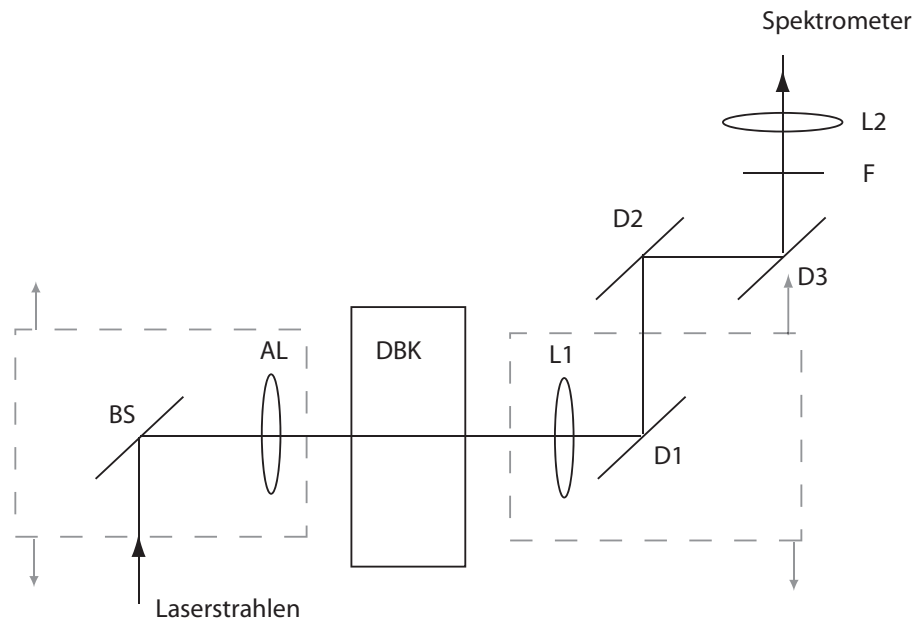


Abb. 3.10: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus zur CARS-Thermometrie. Die Laserstrahlen liegen in dieser Projektion übereinander.

CCD-Kamera (Fa. Princeton Instruments, Vers-Array 1300B) detektiert wird. Die resultierende spektrale Auflösung des Systems beträgt $\approx 0,75 \text{ cm}^{-1}$. Um ein axiales Traversieren des Messvolumens zu erlauben, werden der Breitbandspiegel (BS) und die Linse (AL) wie auch die Linse L1 und der Spiegel D1 auf einer Traversierung befestigt und parallel verschoben (mögliche Verschieberichtungen sind der Abbildung 3.10 zu entnehmen).

Kapitel 4

Versuchsaufbau des Eindüsensektors DLR (EDS-DLR)

Am Eindüsensektor (EDS) der DLR Köln-Porz werden turbulente Flammencharakteristika unter erhöhtem Druck ($p_{max} = 20$ bar) und bei vorgewärmter Verbrennungsluft ($T_{VL,max} = 580$ °C) mit laseroptischen Messmethoden untersucht. Die Anlage kann reagierend mit Massenflüssen \dot{m} von bis zu 1,3 kg/s für die Verbrennungsluft und bis zu 3,0 kg/s für die Kühlluft betrieben werden [115]. Am EDS wurde eine Infrastruktur realisiert, die eine Kraftstoffversorgung mit vorverdampftem Kerosin (Jet-A1) ermöglicht. Dies erlaubt Messungen mit Kraftstoffen, wie sie in realen Fluggasturbinen verwendet werden.

Das flüssige Jet-A1-Kerosin wird in einem außerhalb des Prüfstands installierten Kerosinvorverdampfer (maximaler Massenfluss $\dot{m} = 0,025 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$) vorverdampft ($T_{K.,gas.} = 390$ °C, $p_{K.,g.} = 14$ bar) und der Testanlage zugeführt. Die, über die gesamte Zulaufänge thermisch isolierte Zuleitung des gasförmigen Kraftstoffes, die das Kondensieren einzelner Komponenten des Kerosins verhindert ($T_{Sied.} = 262$ °C) [90], ist ein wesentlicher Bestandteil dieser Anlage. Diese Forderung ist neben den einzuhaltenden Sicherheitsauflagen bei der Verwendung von Kerosin der Grund für die Komplexität des technischen Aufbaus.

Die Aufbaukonzepte der Druckbrennkammer und des EDS-DLR sind ähnlich. Neben dem modularen Aufbau basiert auch der EDS-DLR auf einer Trennung von thermischer und druckbedingter Belastung. Diese Trennung erfolgt, in Analogie zur Druckbrennkammer am EKT, über einen Druckbehälter und über kühlluftumströmte Quarzglasscheiben, die das Flammrohr optisch zugänglich machen. Durch den modularen Aufbau (s. Abb. 4.1) kann der Einfluss unterschiedlicher Düsenkonzepte auf das technische Verbrennungssystem des EDS-DLR untersucht werden. Zusätzlich ist die, im Unterschied zur zylinderförmigen Druckbrennkammer, quaderförmige Brennkammer des EDS-DLR optisch von drei Seiten zugänglich.

Die Einleitung der Kühlluft in die Anlage vor der kritischen Düse am Brennkammeraustritt wird am EDS genutzt, um den Anlagendruck zu regeln. Durch diese kühlluftmengenabhängige Variation der effektiven Öffnungsfläche der kritischen Düse kann der Gesamtdruck der Anlage gesteuert werden.

Die stromabwärts der Brennkammer angebrachte Sekundärluftzufuhr ermöglicht Untersuchungen von RQL-Konzepten („rich burn - quick quench - lean burn“) am EDS-DLR. Während der in dieser Arbeit behandelten Experimente war die Sekundärluftzufuhr geschlossen, um eine Beeinflussung dieser Luftströmung auf die untersuchten Verbrennungsluftströmungen und Verbrennungsvorgänge zu verhindern.

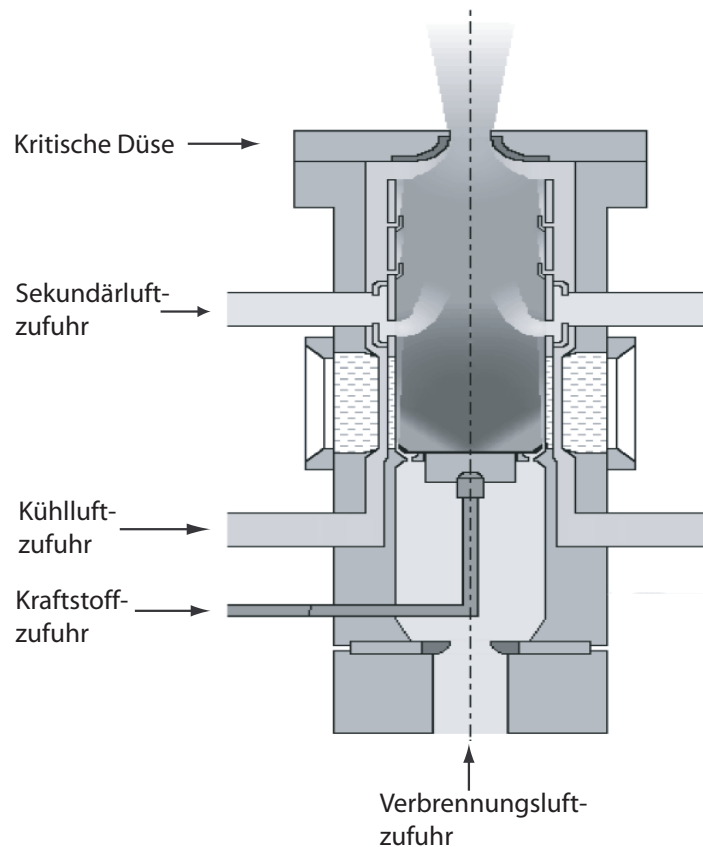


Abb. 4.1: Prüfstand EDS der DLR Köln.

Ein Alleinstellungsmerkmal des EDS-DLR ist die Traversierbarkeit der kompletten Testanlage in alle drei Raumrichtungen ($\Delta x, \Delta y = 400$ mm in x- bzw. y- und $\Delta z = 1000$ mm in z-Richtung), die laserdiagnostische Untersuchungen ohne zeitintensives Justieren am optischen Aufbau ermöglicht.

4.1 Design des Turbomeca-Drallbrenners

Der vorgestellte generische Drallbrenner der Fa. Turbomeca (theoretische Drallzahl $S = 1,3$) erzeugt eine achsensymmetrische, axial gerichtete Einströmung des vorverdampften Kerosins in die Brennkammer. Diese wird von einfach verdrahter Verbrennungsluft aus 12 Zuleitungskanälen umgeben, die der Verbrennungsluft eine Tangentialkomponente aufprägen (s. Abb. 4.2).

4.2 Betriebsbedingungen der Anlage

Die Messungen am EDS der DLR wurden mit dem in Kapitel 4.1 vorgestellten Turbomeca-Drallbrenner mit vorverdampften Kerosin (Jet-A1) als Brennstoff durchgeführt.

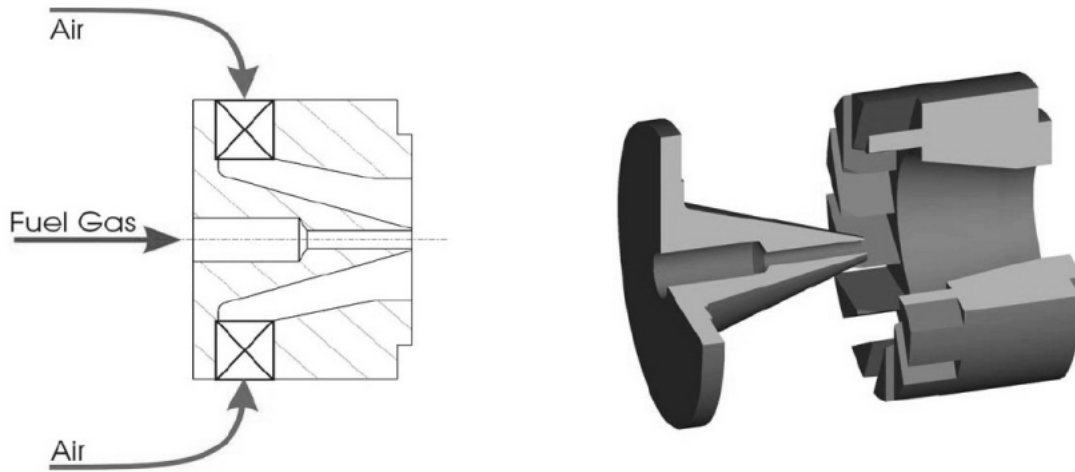


Abb. 4.2: Schemata (links) und Explosionszeichnung (rechts) des Drallbrenners.

Tab. 4.1: Die untersuchten Betriebsfälle am EDS-DLR.

	Kammer- druck [bar]	Temperatur Verbren- nungsluft [K]	Äquivalenz- verhältnis ϕ	Massenfluss der Ver- brennungs- luft $[\frac{g}{s}]$	Massenfluss des Ke- rosins $[\frac{g}{s}]$	Re_{VL} [10^3]
EDS-DLR-1	4	623	0,9	77	4,17	115
EDS-DLR-2	6	623	0,9	114	6,11	170
EDS-DLR-3	9	623	0,9	170	9,17	254

Tabelle 4.1 definiert die verschiedenen untersuchten Betriebspunkte der Flamme mit jeweils 4, 6 oder 9 bar Kammerdruck der Anlage. Die thermischen Leistungen der Betriebsfälle variieren von 180 kW über 270 kW bis zu 400 kW. Der eingestellte Druckverlust über den Drallbrenner ($\frac{\Delta p}{p} = 3,4\%$) resultiert aus dem schmalen Stabilitätsbereich zwischen Abheben ($\frac{\Delta p}{p} = 3,6\%$) und Flammenrückschlag ($\frac{\Delta p}{p} = 3,0\%$). Der Drallbrenner wurde bei einem Äquivalenzverhältnis des vorverdampften Kerosins zur Verbrennungsluft von $\phi = 0,9$ betrieben.

4.3 Aufbau der spektroskopischen Messungen

Der optische Aufbau zur spektroskopischen Untersuchung turbulenter Flammen am Institut für Antriebstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Köln-Porz erlaubt neben Chemilumineszenzmessungen der Flammen auch die Detektion der Verteilungen einzelner Spezies und Radikale, wie z. B. Hydroxylradikale, unter Hochdruckbedingungen.

In diesem Aufbau pumpt ein frequenzverdoppelter Nd:YAG Laser (Fa. Spectra Physics, Quanta Ray) einen abstimmbaren, frequenzverdoppelten Farbstofflaser (Fa. Laser Analytical Systems, LDL 2051), der bei einer Wellenlänge $\lambda = 283 \text{ nm}$ emittiert. Dieser

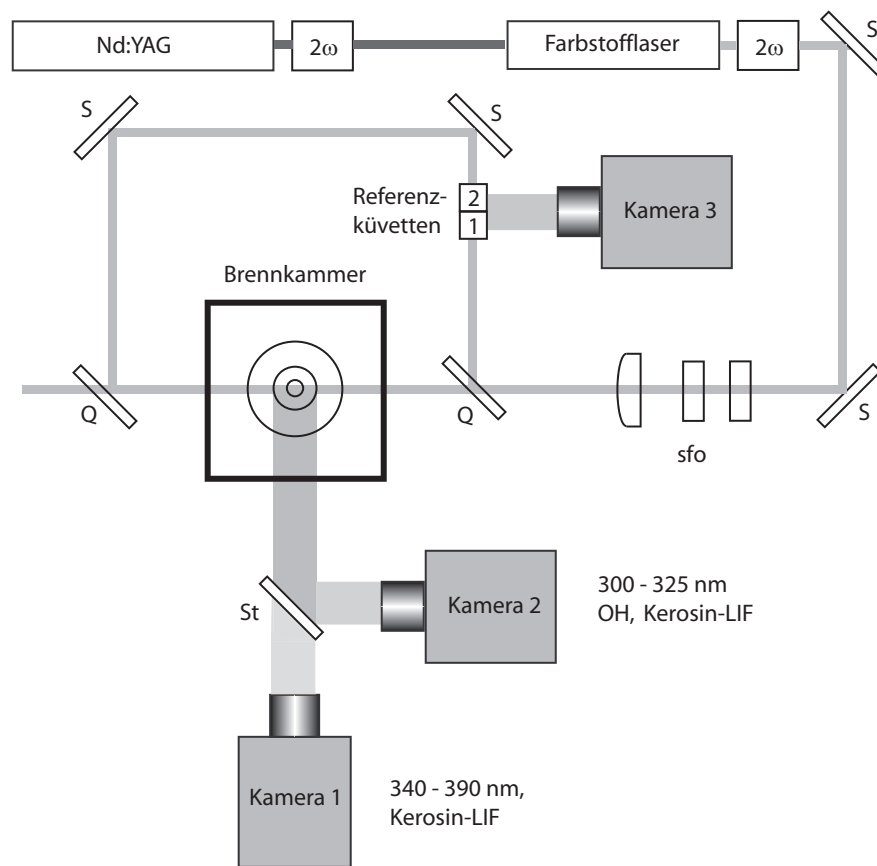


Abb. 4.3: Schematischer Aufbau der Spektroskopiemessungen am EDS-DLR.

Spektralbereich entspricht dem $X^2\Pi \rightarrow A^2\Sigma$ ($v'' = 0 \rightarrow v' = 1$)-Übergang des Hydroxylradikals.

Der gepulste UV-Laserstrahl wird über eine sfo-Anordnung in einen Laserlichtschnitt geformt (Höhe: 40 mm, Breite: $200\ \mu\text{m}$, Energie pro Laserpuls: 10 mJ), der vertikal zur Kopfplatte der Brennkammer eingebracht wird. Vor Eintritt in die Brennkammer wird über eine Reflexion an einer Quarzglasplatte (Q) ca. 1% des Hauptstrahls in eine mit UV-sensitiver fluoreszierender Flüssigkeit gefüllte Küvette (1) geleitet (Abb.4.3).

Die Fluoreszenzintensität aus Küvette 1, aufgenommen von Kamera 3, ist proportional zur einfallenden Laserintensität. Sie wird zur späteren Absorptionsmessung bzw. zur Eichung der lokalen Fluoreszenzintensität verwendet.

Der Laserlichtschnitt passiert die Brennkammer und wird nach dem Austritt wiederum über Reflexion an einer baugleichen Quarzglasscheibe und zusätzlichen Spiegeln (S) in eine zweite, neben der ersten positionierte Küvette (2) geleitet. Die Kamera 3 nimmt mit einer Aufnahme beide Küvetten gleichzeitig auf.

Durch die Küvettenfluoreszenz kann einerseits das ungleichförmige, nicht mehr ideal-gaußförmige Lasersheetprofil nach Passieren der sfo noch vor Eintritt in die Brennkammer aufgezeichnet werden. Zusätzlich kann durch einen Vergleich der Intensitätsverteilung vor und nach der Brennkammer die Absorption während der Propagation des Lichts durch die Brennkammer gemessen werden. Eine nachfolgende Analyse bestimmt für jede Pixelreihe

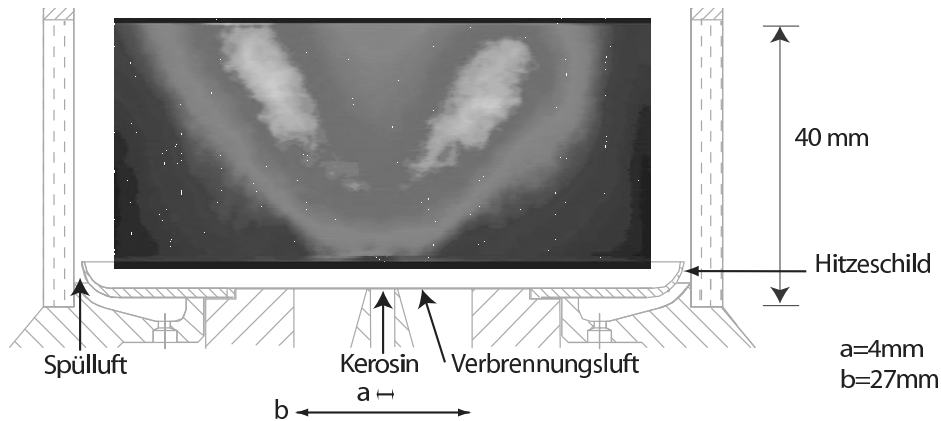


Abb. 4.4: Querschnitt der EDS-DLR-Brennkammer mit maßstabsgetreuem Messvolumen der planaren, spektroskopischen Messungen.

die integrale Absorption des Laserlichts (s. Kap. 2.7.1).

Die durch die Anregung resultierende Fluoreszenzintensität der OH-Radikale wird über die intensivierte, UV-sensitive ICCD-Kamera 2 (Fa. LaVision, Flamestar 2) aufgezeichnet.

Das einfallende Licht wird dabei über einen dielektrischen Strahlteiler vor Kamera 1 (Fa. LaVision Flamestar 1) und 2 spektral getrennt, so dass Kamera 1 den Wellenlängenbereich $\Delta\lambda = 340 - 390$ nm und Kamera 2 den Wellenlängenbereich $\Delta\lambda = 300 - 325$ nm detektiert. Kamera 2 detektiert somit neben OH-Radikalen auch Fluoreszenzanteile der angeregten Kerosinaromaten, die ebenfalls in diesem Wellenlängenbereich liegen.

Durch eine simultane Aufnahme der Kerosin-LIF-Intensität mittels Kamera 1 während der OH-Messungen kann dieser Einfluss von den OH-LIF Einzelbildern subtrahiert werden. Dabei wird angenommen, dass die lokale Verteilung des gesamten Kerosindampfs im Wellenlängenbereich $\lambda = 340 - 390$ nm jeweils der aufgezeichneten Verteilung der Kerosinaromaten im Wellenlängenbereich $\lambda = 300 - 325$ nm entspricht.

Die OH-LIF und Kerosin-LIF Messungen führen durch den Einsatz nicht identischer Kameras und durch unterschiedliche anregungsbedingte Fluoreszenzintensitäten und letztlich auch beeinflusst von unterschiedlichen optischen Wegen (Reflexion am Strahlteiler im resonanten Fall, Transmission im nicht resonanten Fall), zu unterschiedlichen Aufnahmen. Die Intensitäten der beiden Kameraaufnahmen werden durch einen Vergleich der Aufnahmen einer identischen Weißlichtquelle abgeglichen. Die Subtraktion der Kerosinverteilung vom totalen OH-PLIF-Signal erfolgt nach dieser vorherigen Abstimmung der beiden verwendeten ICCD-Kameras. Die Umrechnung der Kamerapixel in physikalische Dimensionen wird anhand einer Punktmaskenaufnahme vorgenommen.

Ein zusätzlicher Hintergrund wird quantifiziert, indem der abstimmbare Farbstofflaser in einer vorbereitenden Messung auf eine nicht OH-resonante Emissionswellenlänge eingestellt wird. Dieses von der Kamera 2 detektierte und gemittelte Hintergrundbild wird zusätzlich von jedem Einzelschuss subtrahiert.

Die im Ergebniskapitel 7.1 gezeigten Bilder sind arithmetische, pixelweise Mittelungen aus 300 korrigierten Einzelbildern, die in jeder der besprochenen Messreihen (s. Kap. 7.1.2, Kap. 7.1.3 und Kap. 7.1.4) aufgenommen wurden.

Die Korrekturen sind notwendig, weil die lokale Intensitätsverteilung in den geformten Laserlichtschnitten mit jedem einzelnen Laserpuls variiert und vom idealen Gaußprofil ab-

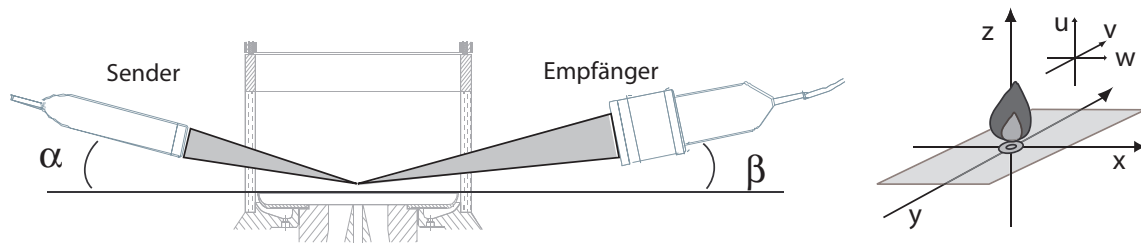


Abb. 4.5: Links: Konfiguration des LDA-Aufbaus. Der Winkel α , zwischen Senderachse und der Hitzeschildebene, beträgt $5,5^\circ$; der Winkel β , zwischen Empfängerachse und Hitzeschildebene, beträgt $7,5^\circ$. Rechts: Koordinatensystem der am EDS durchgeführten Messungen.

weicht. Zusätzlich ändert sich aufgrund der hohen Turbulenz der Strömung ($Re = 250 \cdot 10^3$) die lokale Verteilung der Spezies in der Brennkammer, so dass die lokale spezies- und konzentrationsabhängige Absorption mit jedem Einzelschuss variiert. In die abschließende Einzelbildkorrektur werden noch die Einflüsse der Lasersheetabsorption und -reflexion an den Quarzglasscheiben durch Subtraktion von gemittelten Hintergrundbildern mit einbezogen.

Die Aufnahmen haben eine Größe von 389×290 Pixeln, wobei jedes Pixel die physikalische Größe $0,28 \text{ mm} \times 0,28 \text{ mm}$ repräsentiert. Aufgrund der Position des Hitzeschildes (s. Abb. 4.4), dass sich zum Teil im direkten optischen Weg des Lasersheets befindet, und der Quarzfenstergröße konnte lediglich ein Gebiet von $110 \text{ mm} \times 46 \text{ mm}$ abgebildet werden.

Die aus der Kühlluft abgeleitete Spülluft wird bei LDA-Messungen benötigt, um ein Ablagern von Seedingpartikeln an den Fensterscheiben zu unterbinden und dadurch eine Verschlechterung des optischen Zugangs zu vermeiden. Um eine Vergleichbarkeit aller Spektroskopie- und Geschwindigkeitsmessungen untereinander herstellen zu können, wurde auch in den spektroskopischen Messungen ein Spülluftmassenstrom eingesetzt.

Eine Sekundärlufteinströmung (s. Abb. 4.1) nach der Primärzone wurde in den Experimenten unterbunden, um die Einflüsse dieser auf die chemischen und physikalischen Vorgänge innerhalb der Verbrennungszone zu verhindern.

4.4 Aufbau der LDA-Messungen

Bedingt durch den symmetrischen Aufbau der Brennkammer am EDS und durch den verwendeten TM-Drallbrenner war ein radialsymmetrisches Luftströmungsfeld zu erwarten.

Die Geschwindigkeitskomponenten der Verbrennungsluftströmung wurden mittels LDA untersucht, wobei die gleiche Messtechnik der Fa. DANTEC und der gleiche Argon-Ionen Laser der Fa. Coherent im „multiline“-Betrieb, wie in Kapitel 3.4 beschrieben, verwendet wurde.

Radiale Profile der axialen Komponente u und der radialen Komponente v werden aufgezeichnet, indem der Versuchsstand entlang der y -Achse verfahren wurde. Ein Verfahren des Versuchsstands entlang der x -Achse ermöglicht ein Messen der axialen Komponente u und zusätzlich der tangentialen Komponente w (s. Abb. 4.5). Diese sequentiellen Messungen resultieren in Mittelwerten aller drei Komponenten und vier zusätzliche Matrixelemente des Reynoldsschen Spannungstensors.

Der Neigungswinkel der Sonde bzw. des Empfängers von $\alpha + \beta = 13^\circ$ (s. Abb. 4.5) erlaubt düsennahe Messungen bei gleichzeitig geringer Reflexion der Laserstrahlen an der Kopfplatte und somit optimiertem SNR.

Durch Messung der Vorwärtsstreuung kann der Einfluss des störenden Streulichts minimiert werden, welches durch Reflexion und Streuung an den Quarzglasscheiben entsteht. Als Seedingpartikel wurden SiO_2 -Partikel benutzt, deren Durchmesser $0,8 \mu m$ beträgt (s. Tab. 2.2).

Die sich kreuzenden Laserstrahlen formen ein elliptisches Messvolumen mit Halbachsenlängen $a_{x,y}$ von $240 \mu m$ in der Taille des Ellipsoids und einer Höhe von $a_z = 320 \mu m$ in Abhängigkeit von der Empfängerschlitzbreite L_S . Die Leistung der verwendeten Laserstrahlen beträgt $25 - 30 mW$ nach der Sonde. Die aufgenommenen LDA-Bursts werden mit einem DANTEC Multi-PDA-Signalprozessor im Koinzidenzmodus aufgezeichnet.

Kapitel 5

Parameterstudien bei PDA-Messungen

In Zwei-Phasen-Strömungen interessiert auch das Verhalten der dispersen Phase, da sie wesentlich die spätere Mischung von Kraftstoff und Brennstoff beeinflusst. Für numerische Simulationen sind die Randbedingungen sowohl der kontinuierlichen- als auch der dispersen Phase nötig.

Im Folgenden werden die Einflüsse der Signalverarbeitung innerhalb des „burst spectrum analyser“ (BSA) der Fa. DANTEC, des optischen Aufbaus, der Statistik und der Versuchsanlage auf die PDA-Ergebnisse analysiert.

Die Einflüsse der Signalverarbeitungsparameter und der optischen Parameter auf die PDA-Messergebnisse werden auch von Kapulla et al. [60, 59] sowie in [12, 82, 116] diskutiert.

5.1 Einfluss der Signalverarbeitung

Die Abb. 5.1 zeigt schematisch den Ablauf der Signalverarbeitung nach der Signaldetektion im Photomultiplier (PM) im BSA der PDA (bzw. LDA)-Messtechnik. Details und weitere Informationen finden sich in den Arbeiten von Blondel [12, 13].

- **Signalkonditionierung**

Eine Bandpassfilterung des detektierten Signals führt zu einer Rauschentfernung. Zusätzlich wird das Trägersignal des Dopplersignals entfernt, das keine relevante

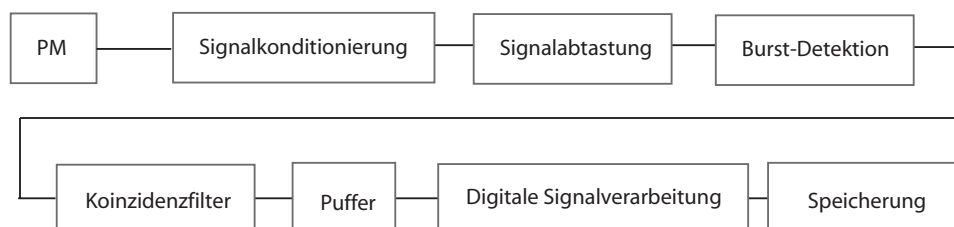


Abb. 5.1: Schematischer Ablauf der Signalverarbeitung im BSA.

Information beinhaltet. Die Amplitude des Signals wird zur Vergrößerung des dynamischen Bereichs nicht linear komprimiert, um auch Tropfen mit größerer Intensität detektieren zu können, ohne die Obergrenze der Detektion zu überschreiten.

- **Signalabtastung**

Das detektierte Signal wird mit einer digitalen Auflösung von 8 Bit aus einem analogen Signal in ein digitales Signal umgewandelt.

- **Burst-Detektion**

Die Burst-Detektion prüft die Amplitude und das SNR des detektierten Signals. Eine von der Signalverstärkung der Photomultiplier-Spannung und dem gewählten SNR abhängige, minimale Triggeramplitude definiert die Untergrenze der weiter zu verarbeitenden Signale.

- **Koinzidenzfilter**

Eine Koinzidenzprüfung der LDA-Kanäle lässt Signale passieren, die nahezu gleichzeitig ($\Delta t \approx 40 \mu s$) auf zwei oder drei beteiligten Photomultipliern gemessen werden.

- **Puffer**

Im Puffer erfolgt eine Zwischenspeicherung der digitalen Signale.

- **Digitale Signal Verarbeitung**

Über eine FFT-Analyse werden den Dopplersignalen die Geschwindigkeits- (LDA und PDA) und den Phaseninformationen die Durchmesserinformationen (PDA) entnommen.

- **Speicherung**

Die ausgewerteten Daten werden nach Erreichen einer maximalen Messdauer oder dem Erreichen einer maximal zu validierenden Anzahl von Ereignissen abgespeichert.

Der Zusammenhang zwischen SNR, Triggeramplitude und der gewählten Signalverstärkung in der Burst-Detektion ist in Abb. 5.2 dargestellt. Der validierbare Bereich, innerhalb dessen Signale von der Verarbeitung validiert werden können, definiert sich als der Bereich oberhalb der Triggerschwelle (s. Abb. 5.2, gestrichelte Linie) links der eingezeichneten Geraden. Ein groß gewähltes SNR (hier: $SNR_1 > SNR_2$) führt zu einer Verkleinerung des Gesamtbereichs validierbarer Tropfengrößen (von Bereich 1&2 validierbarer Signale (SNR_2) zum reduzierten Bereich 1 validierbarer Signale (SNR_1)). Im Fall SNR_1 wird dieser validierbare Bereich deutlich zum Bereich kleineren Rauschens verschoben. Einerseits wird so die Validierungsrate (VR) erhöht, andererseits verhindert eine Verminderung des tolerierbaren Rauschanteils die Detektion kleiner Tropfen. Diese können dann bei höherem Grundrauschen trotz Überschreiten der Triggerschwelle und somit grundsätzlicher Detektierbarkeit nicht validiert werden.

Durch das Verkleinern des Validierungsbereichs im Hinblick auf die kleinsten Durchmesserintervalle in einer Messung steigt der mittlere Durchmesser des Ensembles an, weil sich größere Tropfen stärker in der Mittelwertberechnung bemerkbar machen (s. Kap. 2.3).

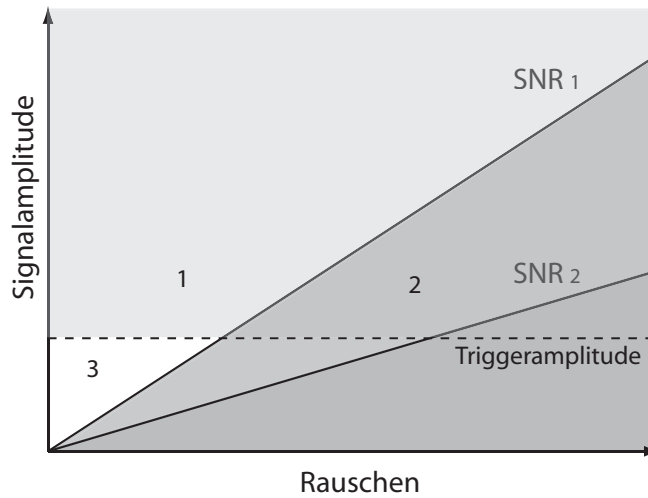


Abb. 5.2: Einfluss der SNR-Einstellungen auf die Bereiche validierbarer Tropfen in der PDA [12]. Zur Vereinfachung der Zusammenhänge sind die Abhängigkeiten linear dargestellt.

Der Bereich 3, der für den gesamten Bereich des Rauschens unterhalb der Triggerschwelle liegt, ist durch Signale charakterisiert, die aus schwer vermeidbaren optischen Reflexionen stammen oder dem elektronischen Rauschen zuzuordnen sind.

Die Abb. 5.3 zeigt in der oberen Reihe einerseits den gemessenen Einfluss des gewählten SNR (variiert von -6 dB bis $+3$ dB) auf die gemessenen axialen und radialen Geschwindigkeitskomponenten (links oben) und andererseits den Einfluss des gewählten SNR auf die ermittelten Durchmesser SMD (D_{32}) und MD (D_{10}) (rechts oben) am Messpunkt (3; 9) mm des Betriebspunkts PDA-H1. Die gemessenen mittleren Geschwindigkeiten zeigen keine SNR-Abhängigkeit, während die berechneten Durchmesser für steigende SNR-Werte monoton wachsen. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden mit einem SNR von -3 dB durchgeführt, ein deutlicher Einfluss des SNR auf Messergebnisse lässt sich erst ab einem $SNR > 0$ dB feststellen.

Softwareseitig kann zudem der zu akzeptierende Validierungsfehler in der Durchmesserbestimmung aus den Messsignalen festgelegt werden. Der Validierungsfehler $\Delta\phi$, der aus dem Vergleich der Phasendifferenz ϕ_{13} zur Addition der Phasendifferenzen ϕ_{12} und ϕ_{23} erfolgt (s. Kapitel 2.6.2 und Abb. 2.14), wurde in den PDA-Messungen auf $\Delta\phi = 10\%$ festgesetzt. Eine Variation des Validierungsfehlers in den Grenzen $\Delta\phi = 2\%$ bis $\Delta\phi = 30\%$ zeigt, dass eine Erhöhung der zugelassenen Validierungsfehler keine weitere Steigerung der Validierungs- und Datenrate bewirkt, dass aber eine Erniedrigung die Daten- und Validierungsrate reduziert. Dies führt zu einer Verlängerung der benötigten Messdauer pro Messpunkt. Ein Einfluss des zugelassenen Validierungsfehlers auf die gemessenen Geschwindigkeitskomponenten und auch auf die errechneten Tropfenenssembledurchmesser konnte nicht festgestellt werden (s. Abb. 5.3).

Die in der Signalkonditionierung (s. Abb. 5.1) vor der nicht linearen Komprimierung angewandte Signalverstärkung, die zum Anheben der Signale kleiner Tropfen über die Triggeramplitudenschwelle diente, wurde während der Messungen auf den Wert „high“ gesetzt. Eine Variation war aus hardwaretechnischen Gründen nicht möglich.

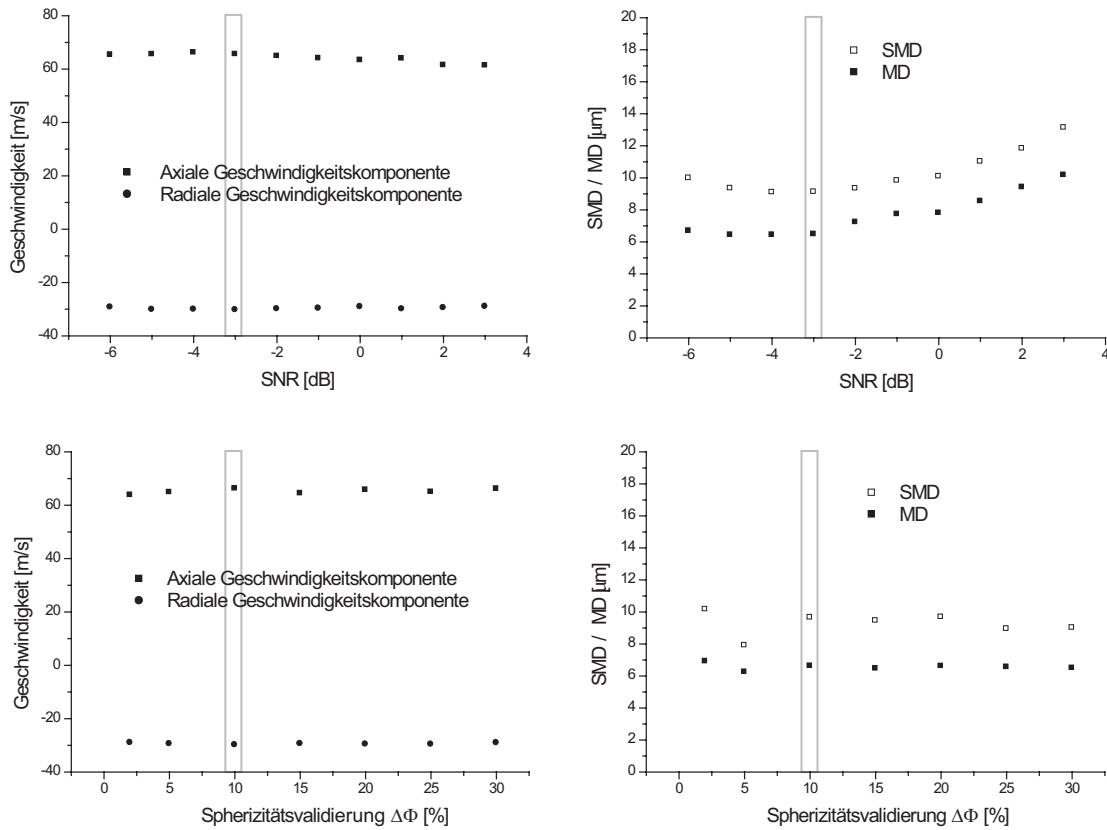


Abb. 5.3: Einfluss der Parametervariationen auf die PDA-Messergebnisse am EDS-EKT. Obere Reihe: Variation des SNR; Untere Reihe: Variation der Sphäritätsvalidierung.

Der Einfluss der angelegten Photomultiplier-Spannung auf den gemessenen Tropfendurchmesser wird von Kapulla et al. in [60] und [59] ausführlich diskutiert. Da das aus den Photonen generierte Stromstärkesignal von der angelegten Photomultiplier-Spannung abhängt, kann es bei zu geringer Photomultiplier-Spannung wiederum zur Nichtvalidierung kleiner Tropfen kommen, wenn die Triggeramplitudenschwelle unterschritten wird. Eine zu hohe Photomultiplier-Spannung führt zu einer Signalübersättigung im Photomultiplier und damit zu einer Verschlechterung der Daten- und Validierungsrate. Dies kann während der Messung zu einer Verfälschung der Messergebnisse führen.

Die PDA-Messungen am EDS-EKT werden mit einer Photomultiplier-Spannung von 1100 V am Photomultiplier *D1* durchgeführt (s. Abb. 2.9); *U1* entspricht der am Detektor *D1* angelegten Photomultiplier-Spannung. Die Photomultiplier *U2* und *U3* wurden in einem am Photomultiplier *U1* angeglichenen Modus („balance on *U1*“-Modus) betrieben, um gleiche Stromstärkesignalintensitäten zur Weiterverarbeitung an den Signalkonditionierer weiterzugeben.

Eine Variation der Photomultiplier-Spannung war während der Messungen nicht möglich. Eine niedrigere Photomultiplier-Spannung *U1* konnte aufgrund der zum Überschreiten der Triggeramplitudenschwelle zu geringen Stromstärkesignalamplitude nicht angelegt werden. Eine höhere Spannung *U1* führt zum Betrieb des Photomultipliers im gesättigten Bereich.

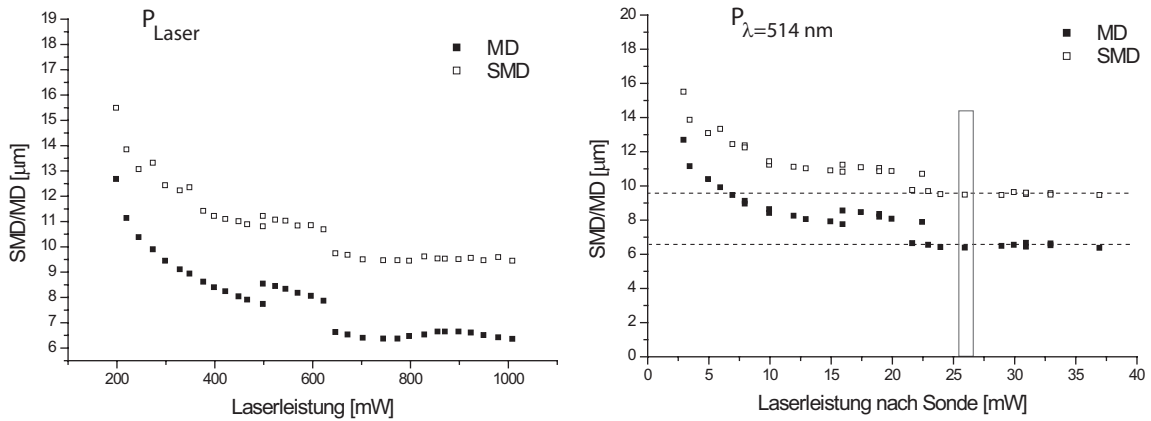


Abb. 5.4: Einfluss verschiedener Laserleistungen (P_{Laser} und $P_{\lambda=514nm}$) auf die MD- und SMD-Werte der Tropfensemble. Gemessen wurde am Punkt(3;9) mm im reagierenden PDA-H1 Betriebsfall.

5.2 Einfluss der Laserleistung

Neben soft- und hardwareseitigen Einflüssen auf die Messergebnisse werden die validierbaren Tropfendurchmesserklassen auch durch die wellenlängenabhängige Laserleistung des Argon-Ionen-Lasers begrenzt.

Der Einfluss der Laserleistungsvariation auf den gemessenen Tropfensembledurchmesser ist in Abb. 5.4 dargestellt. Während der linke Graph den Durchmesser über die Gesamtleistung aller emittierten Wellenlängen des Argon-Ionen-Lasers zeigt, stellt der rechte Graph die ermittelten Tropfendurchmesser in Abhängigkeit von der im Messvolumen vorhandenen Laserleistung für die PDA relevante Wellenlänge $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ ($P_{\lambda=514,5nm}$) dar. Es ist erkennbar, dass bei kleinerer Laserleistung sowohl für P_{Laser} als auch für $P_{\lambda=514nm}$, größere MD- und SMD-Werte unter ansonsten gleichen Bedingungen und Parametern gemessen werden. Dies ist auf den Effekt zurückzuführen, dass in diesen Leistungsbereichen die Signalintensität der Tropfen die Triggeramplitudenschwelle des BSA nicht überschreitet.

Ab einer Laserleistung nach der Sonde von $P_{\lambda=514nm} > 20 \text{ mW}$, was einer Gesamtlaserleistung von $P_{Laser} > 600 \text{ mW}$ entspricht, geht der Verlauf für den Mittelwert asymptotisch gegen $6,5 \mu\text{m}$ für den MD, bzw. gegen $9,6 \mu\text{m}$ für den SMD entgegen.

Eine Steigerung der Gesamtlaserleistung P_{Laser} muss nicht zwangsweise zu einer Steigerung der wellenlängenabhängigen Laserleistung $P_{\lambda=514nm}$ nach der Sonde führen. Dies ist durch die von der TEM_{00} -Mode abhängige selektierende Modeneinkopplung der Faser an der Transmitterbox erklärbar (siehe Abb. 5.4 (linke Grafik)). Hier ist im Bereich zwischen 500 mW und 610 mW der gemessene Durchmesser größer als der restliche Verlauf, weil die ausgekoppelte Laserleistung nach der Sonde an dieser Stelle aus den genannten Gründen schwächer ist. Für PDA-Messungen ist deshalb allein die Betrachtung der wellenlängenabhängigen Laserleistung nach der Sonde bestimmend.

Sämtliche im Kapitel 6.4 angeführten PDA-Messergebnisse wurden bei einer Gesamtlaserleistung des Argon-Ionen-Lasers von 700 mW gemessen. Der Effekt, kleinere Tropfen aus der Menge der validierbaren Tropfen auszuschließen, wie er im Bereich $P_{\lambda=514nm} =$

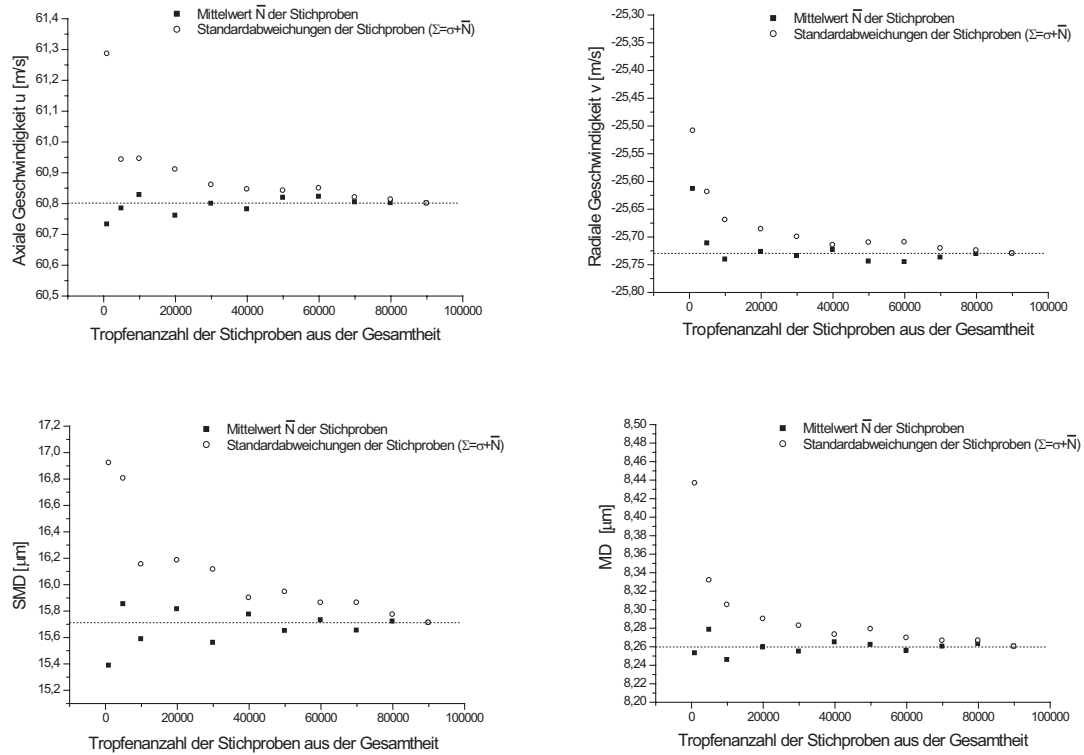


Abb. 5.5: Statistische Abweichungen der Geschwindigkeitskomponenten u , v und der Durchmessermittelwerte MD (D_{10}) bzw. SMD (D_{32}) vom Mittelwert als Funktion der Stichprobenanzahl. Die Standardabweichung ist über die Beziehung $\Sigma = \sigma + \bar{N}$ dargestellt.

4 – 10 mW bzw. $P_{\text{Laser}} = 200 - 400 \text{ mW}$ auftritt, stellt sich somit nicht ein. Durch das Konstanthalten der Laserleistung $P_{\lambda=514\text{nm}}$ während der Einzelmessung und während den verschiedenen Messungen untereinander ist eine Vergleichbarkeit der Messergebnisse gegeben.

5.3 Einfluss der Statistik

Sowohl im reagierenden als auch im nicht reagierendem Fall entscheidet auch die Anzahl der validierten Samples über die Güte der Messung, da durch die selektive Statistik Abweichungen vom eigentlichen Messwert zu erwarten sind. Um den statistischen Messfehler zu bestimmen, wurde exemplarisch ein Messpunkt im reagierendem Fall ((3;9) mm) analysiert. In Abb. 5.5 sind die Abweichungen vom Erwartungswert in Abhängigkeit von der Tropfenanzahl für Messwerte innerhalb der zufällig zusammengesetzten Stichproben aus der Tropfengesamtheit dargestellt. Die Anzahl der zugrunde liegenden Stichproben beträgt 10, der Umfang der Proben variiert von 1000 bis 90000 Samples. Neben den berechneten Mittelwerten, die gegen den Erwartungswert \bar{N} konvergieren, ist auch die Standardabweichung der Stichproben gezeigt. Diese erreicht mit größer werdender Tropfenanzahl in den Stichproben asymptotisch den Erwartungswert der Statistik.

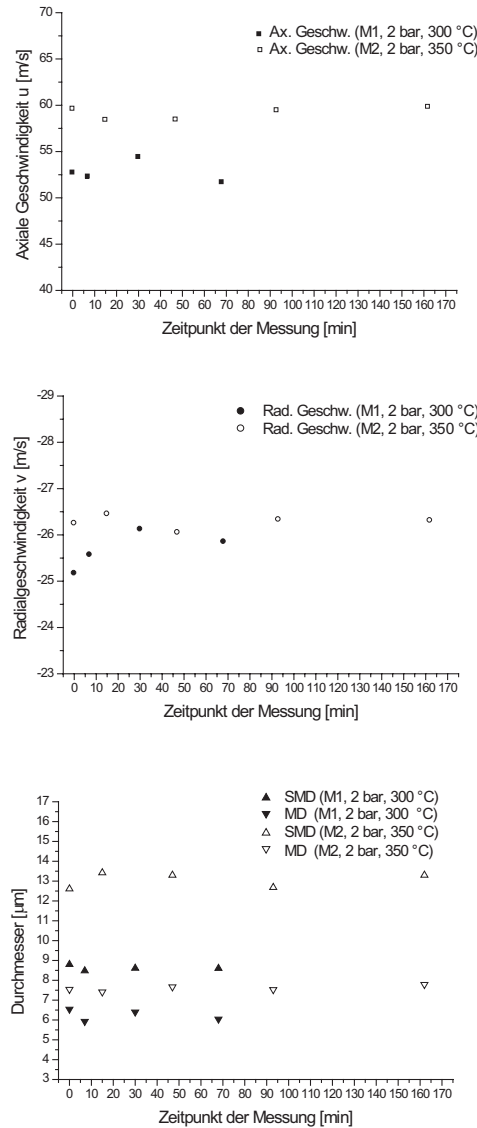


Abb. 5.6: Einfluss der Messdauer auf die PDA-Messergebnisse im reagierenden Fall. Dargestellt sind die Messergebnisse am Punkt (3; 9) mm in den Betriebsfällen PDA-H1 (M1) und PDA-H3 (M2).

5.4 Einfluss der Versuchsanlage

Beim Vergleich von PDA-Messergebnissen am EDS-EKT ist die Betrachtung des Anlagenverhaltens auch im Hinblick auf Fehlerquellen wichtig. In den beiden folgenden Abschnitten wird der Anlageneinfluss einerseits im reagierenden, andererseits im nicht reagierenden Fall erörtert.

5.4.1 Anlageneinflüsse im reagierenden Fall

Um die Folgen der Wahl des genauen Messzeitpunkts im kompletten Messintervall einer radialen Linie bzw. eines Messtages abschätzen zu können, werden Langzeitmessungen stellvertretend für die Fälle PDA-H1 bis H3 analysiert. Jeder Datenpunkt wurde für die Zeitdauer von $t = 1$ min an verschiedenen Zeitpunkten während einer Messung vermessen.

Die Ergebnisse sind in Abb. 5.6 dargestellt. Die Messergebnisse einer Messreihe variieren im reagierenden Fall nicht signifikant mit der Zeit. So beträgt die maximale radiale Geschwindigkeitsabweichung während der Messdauer nur $\Delta v = 0,8\%$ und die maximale axiale Geschwindigkeitsabweichung lediglich $\Delta u = 1,3\%$. Die mittleren Durchmesser MD schwanken um maximal $\Delta D_{10} \pm 2,6\%$ und der SMD um maximal $\Delta D_{32} \pm 2,9\%$ um die jeweiligen Mittelwerte für die Messung 2 (M2), die im Fall PDA-H1 aufgenommen wurde. Die zugrundeliegenden Daten der Messung 1 (M1) beziehen sich auf den PDA-H3 Fall.

Diese Variation der Messreihen untereinander kann zum einen durch nicht verhinderbare Schwankungen einzelner Testanlagenparameter (z. B. des Verbrennungsluftmassenstroms $\Delta \dot{m}_{VL} \pm 2,5\%$, oder der aktuellen Verbrennungslufttemperatur $\Delta T_{VL} \pm 5$ K) im Betrieb erklärt werden. Die Anlagenparameter unter Angabe der durchschnittlich beobachteten Abweichungen sind in der Arbeit von Janus [56] ausführlich beschrieben. Zusätzlich müssen bei PDA-Messungen für die disperse Phase Abweichungen des Massenflussreglers in Betracht gezogen werden. Der Istwert des Heptan- bzw. Wassermassenstroms kann vom Sollwert um bis zu $\Delta \dot{m} \pm 0,08 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ abweichen.

Weitere nicht regel- und steuerbare Einflüsse auf die Kraftstofftemperatur kurz vor der Zerstäubung durch die Injektordüse können zu Abweichungen in den Messungen führen. Diese auf die Kraftstofftemperatur einwirkenden Einflüsse sind zum einen die Kühlleistung des Brennstoffkühlwassers bzw. die Eingangstemperatur des Kühlwassers. Zum anderen gibt es einen Wärmeübertrag der Kraftstoffleitungsrohre im aufgeheizten Plenum auf die durch das Plenum zum Injektor transportierte Flüssigkeit. Schließlich wird die Kraftstofftemperatur einerseits durch die schwankende Reservoirtemperatur des Kraftstofftanks, andererseits durch die Wärmeabgabe der Exzenterförderschneckenpumpe beim Komprimieren der Flüssigkeit beeinflusst und unterliegt somit zeitlichen Schwankungen.

Die zu vergleichenden Messergebnisse sind letztendlich auch weiteren hardwarebedingten Unsicherheiten unterworfen, da ein Austausch der Injektionsdüse nach durchschnittlich jedem dritten Messtag notwendig ist. Obwohl die Injektionsdüsen (Fa. Danfoss, Hohlkegelspray mit einem 80° Spraywinkel, $\dot{m} = 9,5 \text{ l/h}$) typgleich sind, bilden sie herstellungsbedingt individuelle Sprays, die sich leicht unterscheiden. Weiterhin ist die Positionierung dieser Primärspraydüsen im Adaptergewinde des Airblast-Atomizers nicht exakt reproduzierbar. Aufgrund dessen wird auch hier mit Unterschieden bei den Ergebnissen zwischen den einzelnen, zeitlich auseinanderliegenden Messreihen gerechnet.

5.4.2 Anlageneinflüsse im nicht reagierenden isothermen Fall

Grundsätzlich gelten die im vorherigen Abschnitt für reagierende Strömungen angeführten Unsicherheiten auch bei der Messung an isothermen Wasser- und Heptansprays. Zusätzlich zu den oben genannten Einflüssen wird in den nicht reagierenden Fällen (PDA-H4 bis PDA-W4) die Tropfendurchmesserbestimmung durch eine zeitlich zunehmende Verschlechterung des optischen Zugangs mit einem gravierendem Fehler behaftet.

Die Verschlechterung des Zugangs resultiert aus Rückständen nicht verdampfter Tropfen, die sich auf der inneren, der Strömung zugewandten Seite der Flammrohrquarzscheibe absetzen und dort erst verspätet vollständig in die Gasphase übergehen. Diese öligen Verdampfungsrückstände des Heptans bzw. des Wassers absorbieren die Messsignale auf dem Weg vom Messvolumen zum außerhalb gelegenen Detektor. Zur Spezifikation dieser Verschlechterung werden die Änderungen der Messergebnisse eines Messpunkts exemplarisch

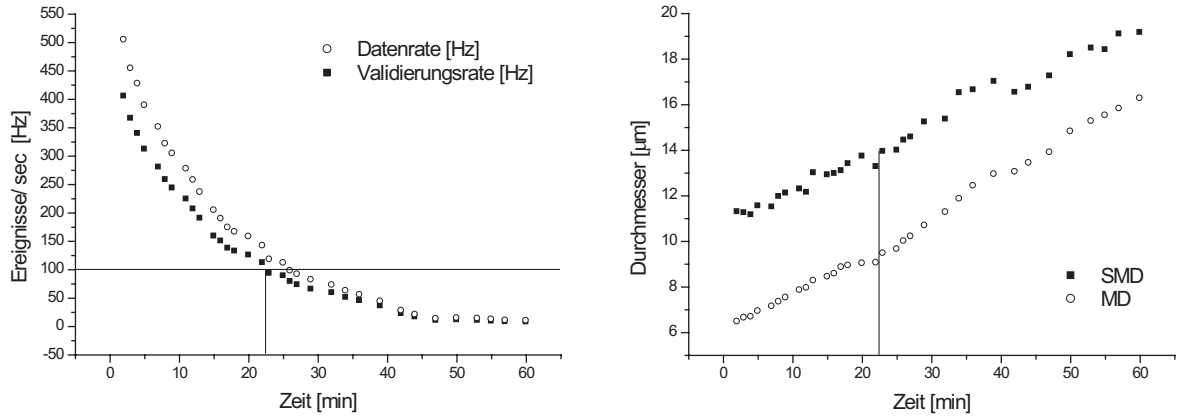


Abb. 5.7: Einfluss der Messdauer auf die PDA-Messergebnisse im nicht reagierenden Fall. Links: Der zeitliche Verlauf der Daten- und Validierungsrate der PDA-Messung. Rechts: Der zeitliche Verlauf der gemessenen Durchmesser MD (D_{10}) und SMD (D_{32}) am Punkt (3;9) mm im PDA-H4-Betriebsfall.

am PDA-H4-Fall über eine Messdauer von 60 min untersucht (s. Abb. 5.7).

Der gemessene Durchmesser MD (SMD) steigt während der Messdauer ($t_{Mess} = 60$ min) von $D_{10} = 6,47 \mu\text{m}$ ($D_{32} = 11,29 \mu\text{m}$) auf $D_{10} = 16,27 \mu\text{m}$ ($D_{32} = 19,16 \mu\text{m}$) an. Die entsprechende Steigung der Geraden ist $0,14 \mu\text{m}/\text{min}$ für den SMD, bzw. $0,18 \mu\text{m}/\text{min}$ für den MD. Dies führt zu einer maximalen Abweichung der Messergebnisse innerhalb der Gesamtmessdauer von $D_{10} \approx 250\%$ ($D_{32} \approx 70\%$). In den endgültigen Messungen wird ein Kriterium zur Reduktion dieses Messfehlers anhand der Validierungsrate VR festgesetzt. Die Messungen werden während einer Versuchsreihe nur beim Überschreiten einer minimalen Validierungsrate von $VR > 100$ Hz aufgezeichnet. Dadurch begrenzen sich die zur Verfügung stehenden Zeitintervalle, die ein Messen unter tolerablen Messfehlern im Sinne einer effizienten Messung erlauben auf eine Zeitdauer von ($\Delta t \approx 20$ min).

Die Abb. 5.8 zeigt Durchmesserhistogramme des untersuchten Messpunkts zu den Zeitpunkten $t = 2$ min, $t = 29$ min und $t = 60$ min. Sichtbar ist neben dem Verschieben der Wahrscheinlichkeitsverteilung zu größeren Durchmessern auch die Verringerung der Gesamtzahl validierter Ereignisse N_{sv} pro Zeit.

Abb. 5.8 zeigt die Tropfendurchmesserverteilung während verschiedener Messzeitpunkte T innerhalb der 60 min-Messung. Die Messdauer t_{Mess} jedes Punktes wurde auf $t_{Mess} = 1 - 2$ min festgelegt, um den Effekt des zeitlich ansteigenden SMD-Werts der Messung zu minimieren. Trotz einer sinkenden Anzahl validierter Tropfen im Messintervall t_{Mess} (von $20000/\text{min}$ ($t_{Mess}=1\text{min}$) auf $450/\text{min}$ ($t_{Mess}=2\text{min}$)) können die ermittelten Durchmesserwerte aufgrund der aus Kap. 5.3 gewonnen statistischen Sicherheit bis auf eine Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ bestimmt werden. Allerdings steigt der ermittelte SMD aufgrund des Nichtdetektierens kleiner Tropfenklassen während der Messung an. Nach dem Messzeitpunkt $t = 29$ min ist der Durchmesserbereich von $0 - 5 \mu\text{m}$ bzw. für den Messzeitpunkt $t = 60$ min der Bereich $0 - 10 \mu\text{m}$ kaum noch detektierbar.

Als Fazit aus den unterschiedlichen Fehlerquellen wird für die PDA-Messungen am EDS-EKT die Mindestanzahl von 10000 validierter Tropfen festgesetzt. Diese Anzahl gilt als

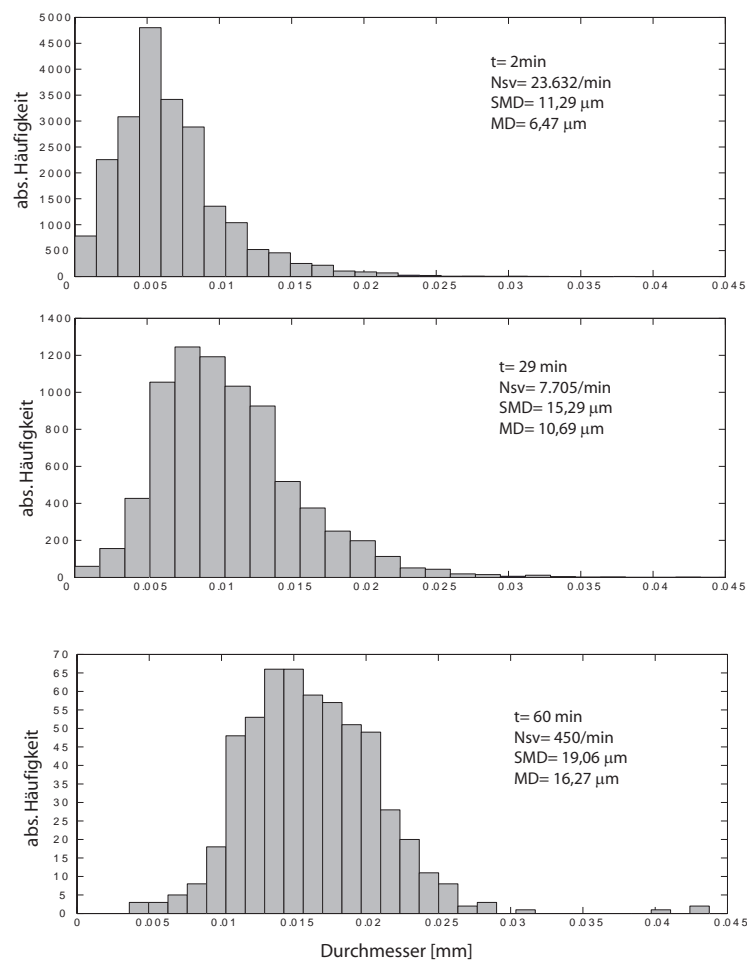


Abb. 5.8: Darstellung der Durchmesserhistogramme bei $t = 2 \text{ min}$, $t = 29 \text{ min}$ und $t = 60 \text{ min}$.

Untergrenze mit einem statistisch höheren Fehler als vergleichbare Messungen mit erhöhter Tropfenanzahl. Andererseits verkürzt eine kleinere Tropfenanzahl die Messzeiten, vor allem in Hinblick auf Messorte mit niedrigen Validierungsraten. Durch diesen Kompromiss kann der Anlageneinfluss auf die Ergebnisse gerade bei den nicht reagierenden Fällen reduziert werden und eine für die Bildung von Statistiken ausreichende Anzahl an Tropfen ausgewertet werden. Die gemessene Tropfenanzahl N_{sv} wurde nur an den äußersten Rändern des Sprays auf mindestens 10000 festgelegt, weil dort niedrige Validierungsraten vorlagen. Innerhalb der Sprayflügel beträgt die gemessene Tropfenanzahl zwischen 20000 und 100000 Tropfen.

Im Hinblick auf PDA-Messungen unter Messbedingungen mit verschlechtertem optischen Zugang, wie z. B. in nicht reagierenden Sprayuntersuchungen, wird folgender Leitfaden für die Durchführung der Messungen vorgeschlagen:

- **Grobuntersuchung des kompletten Sprays**

Das komplette Spray sollte mit einer groben Rasterung und geringer Anzahl zu validierender Tropfen gemessen werden. Durch die statistische Sicherheit bei einer kleinen Tropfenanzahl kann so ein Gesamteindruck des Sprays und der auftretenden

Durchmesserklassen gewonnen werden.

- **Variation der Software- und Hardwareparameter**

Durch eine Variation der Soft- und Hardwareparameter sollten Einstellungen gefunden werden, die auf einen geringstmöglichen Messfehler und eine maximale Validierungs- und Datenrate optimiert sind. Neben der Laserleistung und der Photomultiplier-Spannung ist auch die SNR-Einstellung so zu wählen, dass die kleinsten Tropfengrößen detektierbar sind.

- **Abschätzung des Anlageneinflusses**

Langzeitmessungen an wenigen Punkten geben Auskunft über die Einflüsse der Testanlage auf die gemessenen Durchmesser. Im Hinblick auf die Resultate einer solchen Messung sollte ein zeitliches Abbruchkriterium eingeführt werden, das ein effizientes Messen mit tolerablen Fehlerwerten ermöglicht.

- **Mindestanzahl validierter Tropfen**

Um einen statistisch belastbaren Datensatz zu erlangen, sollte einerseits eine möglichst hohe Anzahl an Tropfen validiert werden. Ihre Anzahl sollte andererseits möglichst niedrig sein, um ein Messen in kurzen Messintervallen zu gewährleisten. Zwischen diesen Anforderungen muss ein geeigneter Kompromiss gefunden werden.

- **Verfeinerung der Rasterung**

Die endgültige Rasterung des Messfeldes sollte soweit verfeinert werden, dass die Messungen gerade in Gebieten starker Geschwindigkeits- und Durchmessergradienten innerhalb des Sprays möglichst hochauflösend betrieben werden kann.

- **Konstanthalten der Parameter**

Während der Messungen sind die einstellbaren Parameter in der gesamten Messzeit konstant zu halten, um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse gewährleisten zu können.

Kapitel 6

Ergebnisse am Eindüsensektor EKT (EDS-EKT)

6.1 Charakterisierung des Ein-Phasen-Strömungsfeldes

Verbrennungsvorgänge werden wesentlich durch die zugrundeliegende Strömung der Verbrennungsluft beeinflusst. Sowohl die Mischung, die Sprayverteilung, die genaue Flammenposition und die Struktur der Flamme werden durch die Strömung geprägt. Die Kenntnis der Strömung ist daher essentiell für die Auslegung von Brennkammern. Die Ergebnisse einer Strömungsfelduntersuchung dienen einer genauen Definition von Strömungsrandbedingungen und der Lokalisierung von Strömungscharakteristika, die bei einer numerischen Berechnung zur Validierung von Simulationstools wesentlich sind. Zur Charakterisierung der durch den Airblast-Atomizer hervorgerufenen verdrängten, rezirkulierenden Strömung wird die hochauflösende Punktmesstechnik LDA verwendet (s. Kap. 2.5). Aus diesen Messdaten lassen sich Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten, deren Fluktuationen und höhere statistische Momente berechnen.

Ein repräsentativer Ausschnitt aus dem kompletten Stromliniengraph für den isothermen Ein-Phasen-Fall im Betriebspunkt LDA-1 (s. Tab. 3.2) ist in Abb. 6.1 dargestellt. Der Ausschnitt zeigt als zentrales Charakteristikum der Strömung eine deutlich ausgeprägte innere Rezirkulationszone, die wiederum hohe Scherspannungen im düsen nahen Bereich bewirkt. Der Graph wurde unter Verwendung einer linearen Interpolation [107] mit dem Programm Tecplot aus LDA-Messungen gewonnen. Die zugrunde liegenden Messdaten wurden entlang der radialen Linien von $y = -30$ bis 30 mm in äquidistanten Abständen ($\Delta y = 1$ mm) bei axialen Düsenabständen von $x = 1, 5, 10, 15, 20, 30$ und 40 mm gemessen.

Der relative Druckabfall $\frac{\Delta p}{p}$ über dem Airblast-Atomizer beträgt in den Fällen LDA-1 bis LDA-4 $\frac{\Delta p}{p} = 3,3\%$, wobei Δp experimentell über die statischen Drücke vor (p_3) und nach (p_4) dem Airblast-Atomizer und theoretisch über den Zusammenhang

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{p_3 - p_4}{p_3} = \frac{R}{2} \left(\frac{\dot{m}_3 T_3^{0,5}}{A_{h,eff} p_3} \right) \quad (6.1)$$

ermittelt wird [71]. In dieser Gleichung ist $A_{h,eff}$ der effektive Öffnungsquerschnitt, der für den untersuchten Atomizer 242 mm^2 beträgt.

Das Hauptmerkmal der Strömung ist eine Hauptströmung (HS), die sich von der Mittellinie ($y = 0$) mit wachsendem axialen Abstand x radial zu den Rändern der Brennkammer

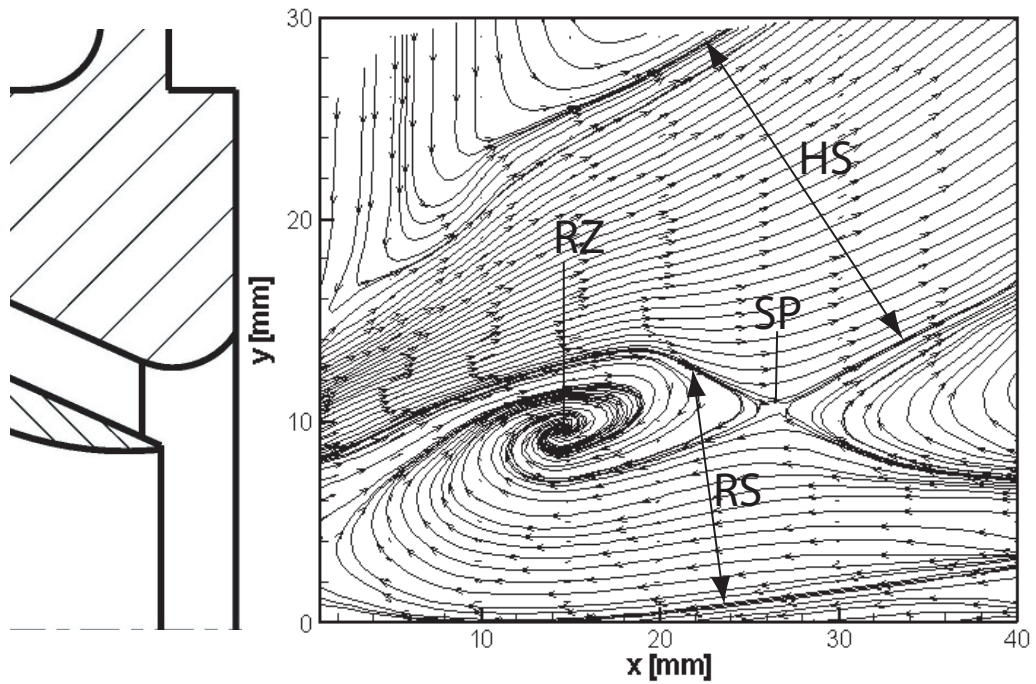


Abb. 6.1: Ausschnitt des Stromlinienplot der isothermen Strömung (LDA-1). Zur Veranschaulichung der Größenverhältnisse wird der Airblast-Atomizer maßstabsgetreu positioniert (links).

hin öffnet. Die Hauptströmung, die im Stromlinienplot beim Abstand $x = 1$ mm im radialen Intervall $y = 8 - 14$ mm beginnt, umschließt in ihrer Mitte die Rückströmung (RS) der Verbrennungsluft. Die Rückströmung von Teilen der Hauptströmung folgt aus dem Druckabfall im Zentrum, der durch die Verdrallung der Hauptströmung im Mittelbereich der Brennkammer erzeugt wird. Aus Abb. 6.2 ist erkennbar, dass diese Rezirkulation axial bis in den Nahbereich des Airblast-Atomizers zurückreicht.

Rezirkulationszonen sind charakteristisch für stark verdrallte Strömungen und stabilisieren, durch die Rückführung heißer Luft aus der Reaktions- und Heißgaszone in den Düsenbereich, die turbulente Flamme [44, 42]. Die hier gezeigte Rezirkulationszone (RZ) ist um den Punkt $(x; y) = (14, 5; 9, 5)$ mm zentriert, während sich bei $(27; 10, 5)$ mm ein Stagnationspunkt (SP) befindet. Der Stagnationspunkt, ein Punkt an dem die axiale Geschwindigkeitskomponente den Wert null annimmt, liegt in der Scherschicht der Strömung zwischen Haupt- und Rückströmung. Der äußere Durchmesser der sich öffnenden, rotationssymmetrischen Hauptströmung beträgt bei einer axialen Distanz von der Düse $x = 1$ mm ungefähr 28 mm ($y \approx 14$ mm). Wie aus Abb. 6.1 ersichtlich, liegt dieser Punkt überhalb des schmalsten Durchmessers des äußeren Verdrallers der Düse ($d = 23, 32$ mm).

Die höchsten positiven und negativen axialen Geschwindigkeiten wurden am Punkt $(1; 8)$ mm bzw. $(15; 0)$ mm gemessen, dort liegen Geschwindigkeiten von $79 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bzw. $-21 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ vor.

Die Abbildung 6.2 zeigt radiale Profile für die Mittelwerte der axialen (u), radialen (v) und tangentialen (w) Geschwindigkeitskomponenten zusammen mit der turbulenten kinetischen Energie (TKE). Die ausgewählten axialen Positionen sind $x = 5, 10, 15$ und

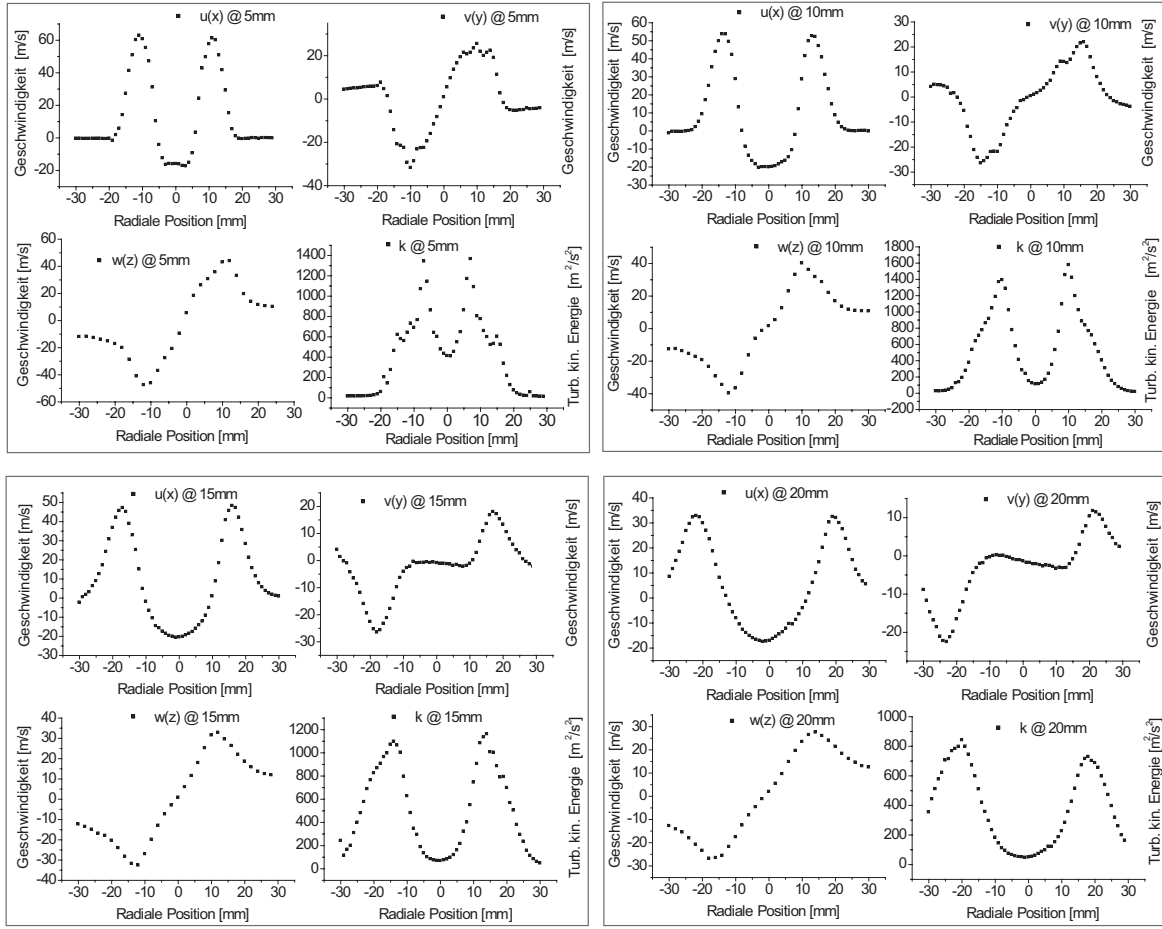


Abb. 6.2: Radial traversierte Strömungsgeschwindigkeitsverteilung u , v , w und die zugehörige TKE der Strömung. Die Messungen wurden im isothermen Ein-Phasen-Fall LDA-1 durchgeführt.

20 mm. Die Bulk-Geschwindigkeit der Verbrennungsluft in den Fällen LDA-1 bis LDA-4 beträgt $52 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei einem Düsenabstand von $x = 1 \text{ mm}$.

Die Graphen zeigen eine sich spreizende radiale Verschiebung und eine typische Abnahme der Geschwindigkeitsmaxima mit sich vergrößerndem Düsenabstand x . Die Höchstwerte für die turbulente kinetische Energie (TKE) können in den inneren Scherschichten der Strömung gefunden werden, in der die Fluktuationen u' , v' und w' maximale Werte annehmen.

Sowohl die Graphen für die TKE als auch die Graphen für die Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten zeigen ein nahezu achsensymmetrisches Verhalten, weshalb angenommen werden kann, dass sich die Asymmetrie des Flammrohrs nicht auf die düsenennahe Strömung innerhalb des Querschnitts der DBK auswirkt.

6.2 Ergebnisse der LDA-Zeitreihenmessungen

Um kohärente Strukturen in der Drallströmung zu detektieren, werden Zeitreihenmessungen (s. Kap. 2.5.4) durchgeführt. Kohärente Strukturen wirken sich in Drallströmungen

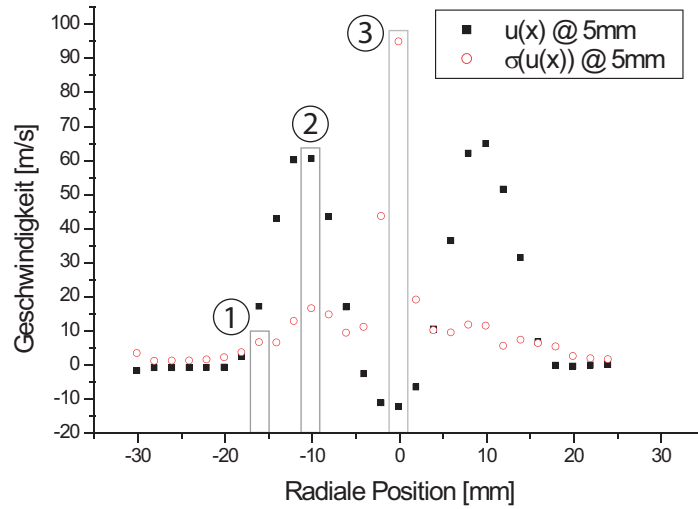


Abb. 6.3: Messpositionen zur Detektion möglicher kohärenter Strukturen exemplarisch dargestellt in einer radialen Verteilung der Axialgeschwindigkeit ($x = 5$ mm, LDA-1).

besonders auf die Mischungs- und Transportvorgänge des Luft-Kraftstoff-Gemisches aus.

In den isothermen Ein-Phasen-Fällen wurden Zeitreihen an verschiedenen radialen Punkten und axialen Abständen ($x = 1$ bis 60 mm) vom Airblast-Atomizer für die Betriebspunkte LDA-1 bis LDA-3 gemessen. Die radialen Messpositionen wurden entweder an den Maxima der mittleren axialen Geschwindigkeit (Punkt 2 in Abb. 6.3) oder den Maxima der Fluktuationen der axialen Geschwindigkeit in Kombination mit einer hohen, mittleren Geschwindigkeit am Punkt 1 bzw. 3 ausgewählt. Die Messorte liegen aus praktischen Gründen an Orten mit hohen Validierungsraten von $VR > 1$ kHz, so dass mit der „fuzzy-slotting-technique“ (s. Kap. 2.5.4) eine Intervallbreite $\Delta t = 10 \mu s$ zeitlich aufgelöst werden kann.

Zwei der beschriebenen Autokorrelationskurven von R_{11} sind in Abb. 6.4 für die axialen Düsenabstände $x = 1, 5, 10$ und 30 mm dargestellt. Diese wurden an den Messpositionen (1 und 2) (s. Abb. 6.3) aufgezeichnet. Ihnen sind die Verläufe bei steigendem Atomizerabstand x für den Fall LDA-1 zu entnehmen. In den gezeigten Beispielen wurde die Gesamtzahl von 10^6 validierten Samples mit einer Validierungsrate von $VR = 1 - 7$ kHz aufgezeichnet.

Die in Abb. 6.4 dargestellten Verläufe der Autokorrelationsfunktionen weisen auf die Existenz kohärenter periodischer Strukturen hin, da dem erwarteten exponentiellen Abfall (s. Kap. 2.1) des Korrelationsverlaufs eine zusätzliche Oszillation überlagert ist. Die ausgeprägten Oszillationsamplituden nehmen mit zunehmendem Abstand vom Airblast-Atomizer ab, bevor sie bei einem axialen Abstand von $x = 30$ mm nicht mehr nachweisbar sind (bezogen auf die Messungen am Geschwindigkeitsmaxima). Für den Verlauf der Autokorrelationen an Stellen sehr hoher Fluktuationen (s. Abb. 6.4, rechte Spalte) verschwinden die kohärenten Strukturen bereits bei $x = 10$ mm. Kohärente periodische Strukturen konnten an Messpositionen auf der Mittelachse ($x = 1$ bis 60 mm, $y = 0$ mm) nicht detektiert werden.

Die Abb. 6.5 zeigen die zu den Autokorrelationsverläufen (s. Abb. 6.4) gehörigen Energiedichtespektren, die aus den zeitlichen Korrelationen durch eine FFT abgeleitet wurden. Die beschriebenen Oszillationen im Autokorrelationsverlauf der Abb. 6.5 erscheinen in den Energiedichtespektren als schmale, definierte Peaks mit einem Mittelwert von 2108 Hz. Die auftretenden Abweichungen sind auf Messungenauigkeiten bzw. Auswertungenauigkeiten bei der Fouriertransformation zurückzuführen. Die Frequenzen dieser Peaks weisen auf eine Drehbewegung der kohärenten Struktur innerhalb des verdrallten Strömungsfeldes

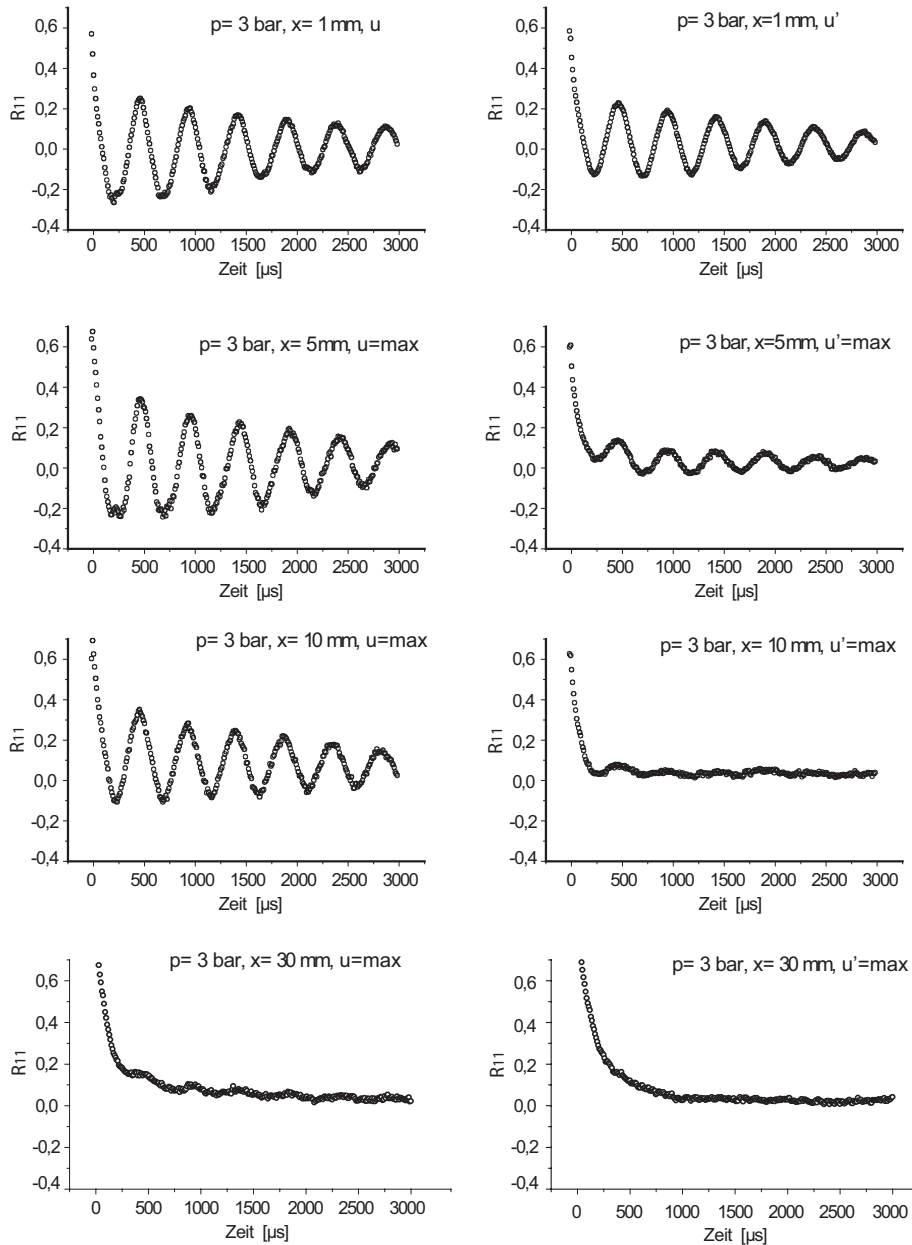


Abb. 6.4: Zeitreihenaufnahmen an unterschiedlichen axialen Positionen ($x = 1, 5, 10$ und 30 mm). Linke Spalte: Aufnahmen am Punkt maximaler Geschwindigkeit (Punkt 2, s. Abb. 6.3); Rechte Spalte: Aufnahmen am Punkt maximaler Fluktuationen (Punkt 1, s. Abb. 6.3).

hin. Untersuchungen ähnlicher kohärenter Strukturen liegen in den Arbeiten von Freitag et al. [35], Wegner et al. [113] und in den Arbeiten von Schneider und Janus [99, 56] vor.

In der Arbeit von Böhm et al. [14] wurden für den gleichen Atomizer diese Frequenzen mittels High-Speed Mie-Streuungsaufnahmen als helikale Strukturen identifiziert, die entlang der inneren Scherschicht zwischen Hauptströmung und Rezirkulationszone gemessen wurden. Diese Messergebnisse sind nur qualitativ vergleichbar, da dort atmosphärische

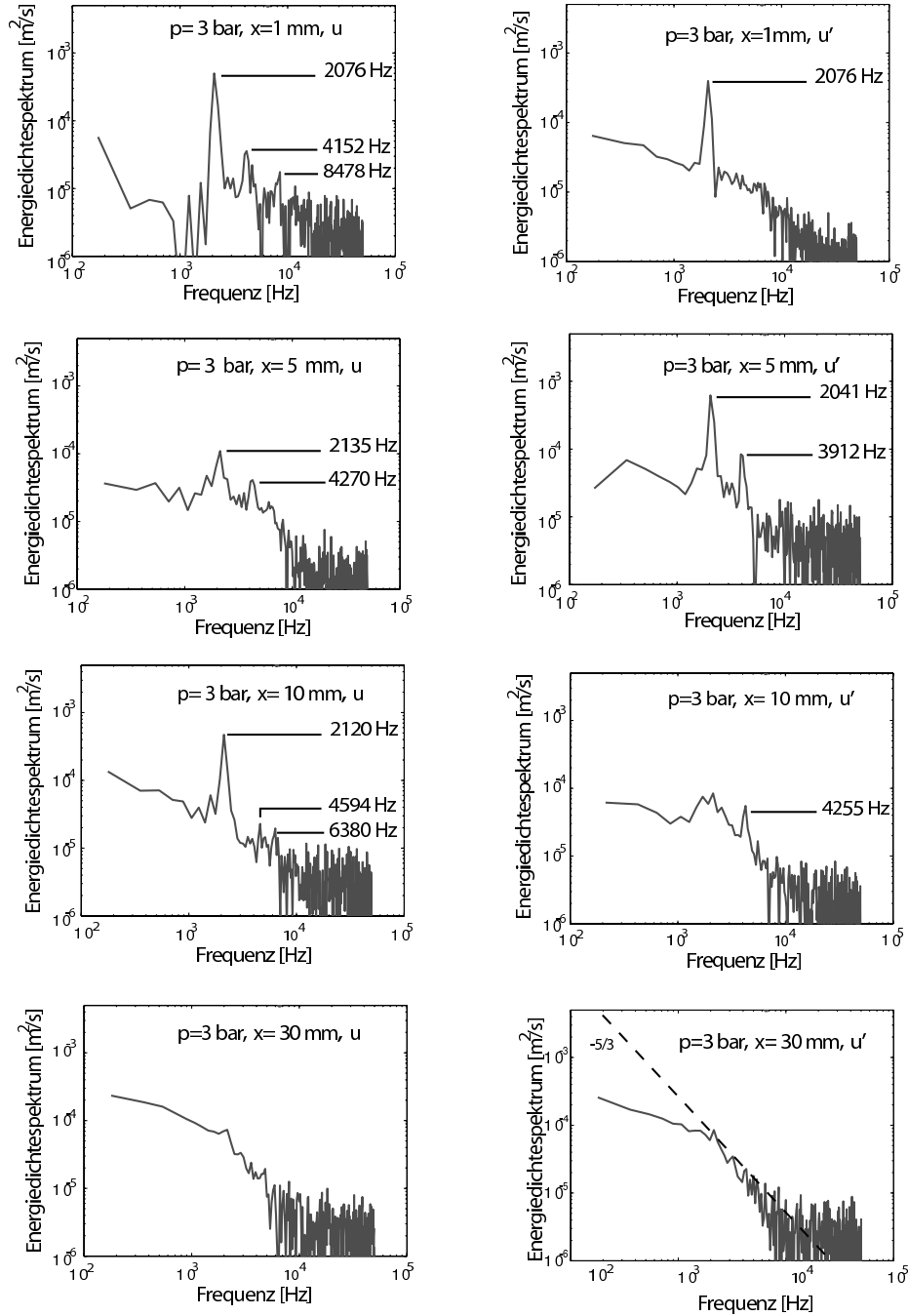


Abb. 6.5: Energiedichtespektren bei verschiedenen axialen und radialen Positionen im LDA-1-Betriebsfall und ihre zugehörigen Peakfrequenzen.

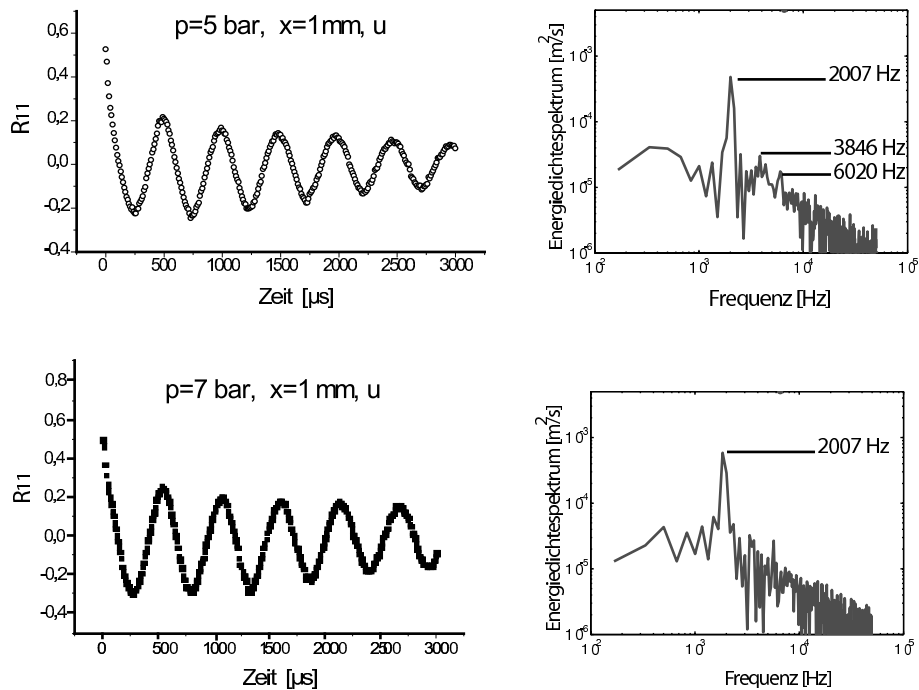


Abb. 6.6: Autokorrelationen (links) und Energiedichtespektren (rechts) bei LDA-2 ($p = 5 \text{ bar}$, oben) und LDA-3 ($p = 7 \text{ bar}$, unten).

Bedingungen und andere Reynoldszahlen vorlagen.

Für die Betriebspunkte LDA-1 bis LDA-3 und für alle untersuchten Positionen waren die errechneten Peakfrequenzen ähnlich ($\approx 2,0 - 2,1 \text{ kHz}$) (s. Abb. 6.6 und 6.5). Die Peakfrequenzen verhielten sich auch bei Druckvariationen und bei Änderungen der Messposition konstant, solange sie detektierbar bleiben. Bei Frequenzen $f > 2 \text{ kHz}$ gehen die Energiespektren in den Trägheitsbereich der Turbulenz (s. Abb. 2.1) über. Dies wird in der Abb. 6.5 durch die Darstellung der entsprechenden Gerade mit der Steigung $k \approx -\frac{5}{3}$ verdeutlicht (s. Kap. 2.2).

6.3 Charakterisierung der gemessenen Tropfendurchmesserverteilungen

Beispielhaft für das Gesamtspray werden im Folgenden Punkte des Sprays im Hinblick auf ihre Durchmesser- und Geschwindigkeitsverteilungen sowie ihrer Mittelwerte und repräsentativen Durchmesser nach Kapitel 2.3.1 charakterisiert. Die globale Beschreibung eines Sprays beschränkt sich aus Übersichtlichkeits- und Vergleichbarkeitsgründen auf eine der Klassifizierungsvarianten. Die in dieser Arbeit gewählte Definition des Durchmessers hält sich an die in der Verbrennungsforschung übliche Notation von Mugele und Evans [81] auf der Basis des Sauter Mean Diameters (SMD oder D_{32}) bzw. Mean Diameter (MD oder D_{10}).

Die Punkte, entnommen aus Heptanspraymessungen im reagierenden Fall PDA-H1, stammen aus der Hauptströmungszone der Verbrennungsluft, die im LDA-1 Fall ver-

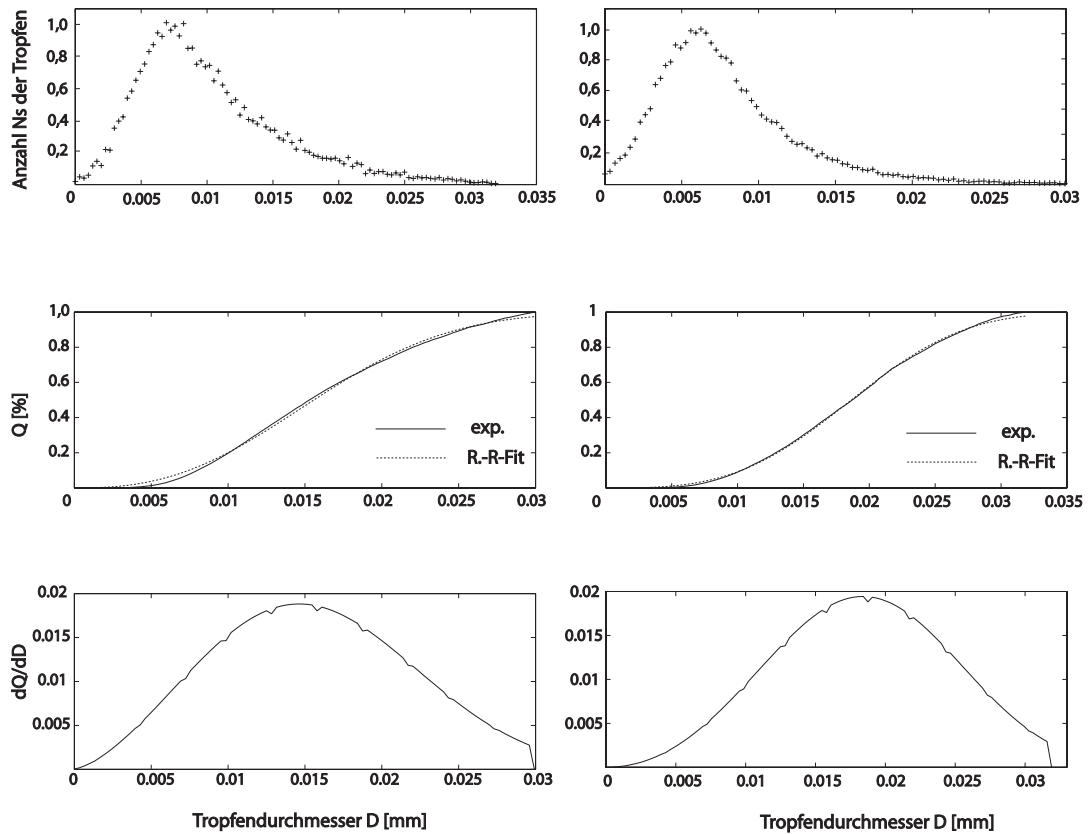


Abb. 6.7: Normierte Tropfendurchmesserverteilung (oben) und die durchmesserabhängigen Verläufe der Gesamtvolumina (mittig) mit der zugehörigen Rosin-Rammler-Verteilung (unten) für die exemplarischen Punkte 1 (3; 9) mm (linke Spalte) und 2 (15; 17) mm (rechte Spalte).

messen wurde (s. Abb. 6.1). Aufgrund der geringen Tropfenanzahldichte in atomizerfernen Gebieten und der damit anzunehmenden Vernachlässigbarkeit von Tropfen-Tropfen-Interaktionen im Zwei-Phasen-Fall, wird auch im Zwei-Phasen-Fall das Strömungsverhalten der Verbrennungsluft aus dem Ein-Phasen-Fall angenommen. Diese Annahme wird zusätzlich durch die in den Mie-Streuungs-Experimenten (s. Kap. 6.5) nachgewiesene räumliche Begrenzung des Sprays gestützt. Die Koordinaten der analysierten Punkte liegen für Punkt 1 bei (3;9) mm (atomizernah) und für Punkt 2 bei (15;17) mm (atomizerfern).

Die Abb. 6.7 zeigt die Verteilung der Durchmesser für die beiden Messpunkte und die experimentell bzw. über einen numerischen Fit ermittelten Verläufe der Gesamtvolumina Q als Funktion des Durchmessers D .

Aus den gemessenen Durchmesserverteilungen (obere Reihe der Abbildungen) kann rechnerisch der Volumenanteil Q in Abhängigkeit vom Durchmesser bestimmt werden (mittlere Reihe der Abbildung). Aus diesem Volumenanteil $Q(D)$ können die in Kapitel 2.3.1 behandelten repräsentativen Durchmesser eines Sprays bestimmt werden. Die Rosin-Rammler-Verteilungen (dQ/dD) aus den experimentellen Werten der beiden Punkte sind in der unteren Reihe der Abbildung 6.7 dargestellt. Die zugehörigen Feinheitparameter q bzw. der repräsentative Durchmesser X betragen jeweils $q_1 = 1,76$ ($X_1 = 0,023$) für den düsen nahen Punkt bzw. $q_2 = 2,33$ ($X_2 = 0,025$) für den düsenfernen Punkt. Aufgrund des Einflusses weniger großer Einzeltropfen gibt ein Rosin-Rammler-Fit die

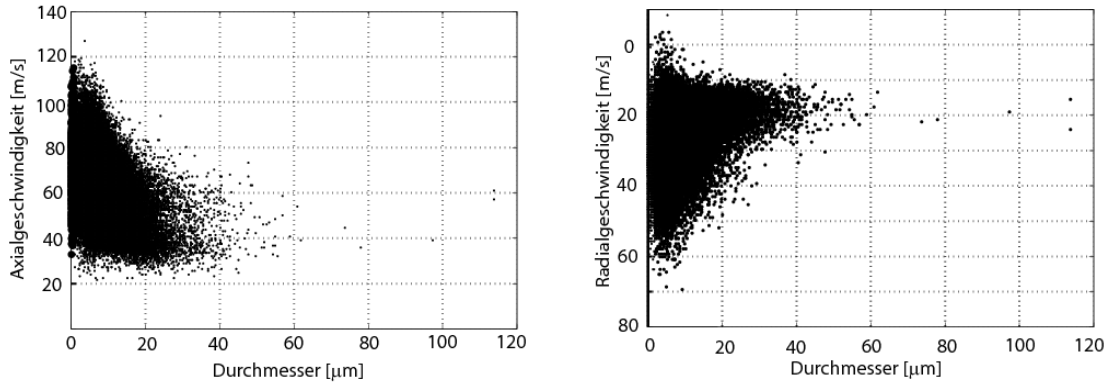


Abb. 6.8: Axial- (links) und Radialgeschwindigkeitsverteilungen (rechts) am Punkt 1 (3;9) mm.

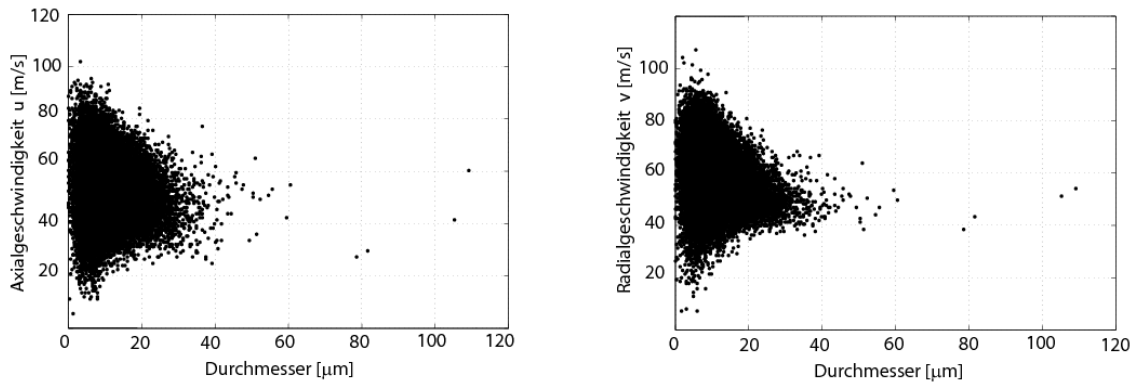


Abb. 6.9: Axial- (links) und Radialgeschwindigkeitsverteilungen (rechts) am Punkt 2 (15;17) mm.

Sprayparameter verzerrt wieder [71]. So steigen die Feinheitparameter der untersuchten Verteilungen bei Betrachtung eines beschränkten Durchmesserintervalls von $D = 0 - 32 \mu\text{m}$ auf die höheren Werte $q_1 = 2,46$ ($X_1 = 0,018$) bzw. $q_2 = 3,17$ ($X_2 = 0,021$). Die Anwendung einer modifizierten Rosin-Rammler-Verteilung, die den Einfluss größerer Tropfen minimiert, führt nach Risk et al. [92] für Sprays mit wenigen großen Tropfen zu besseren Fitergebnissen.

Neben den Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Tropfendurchmesser und ihrer gemittelten und repräsentativen Durchmesser sind für die komplette Erfassung des Sprays die Abhängigkeiten der Geschwindigkeitskomponenten interessant. Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Tropfendurchmesserklassen von der turbulenten Umgebung ist aus Abb. 6.8 und 6.9 erkennbar. Aufgetragen sind die Axial- und Radialgeschwindigkeiten der validierten Einzeltropfen gegen ihren mittleren Durchmesser D_{10} .

Die Axialgeschwindigkeiten (linke Spalten der Abb. 6.8 und Abb. 6.9) weist für den analysierten Punkt 1, unmittelbar an der Abrisskante des Atomizerfilmlegers im Tropfendurchmesserintervall D_{10} von $0 - 10 \mu\text{m}$ ein Geschwindigkeitsintervall Δu von $\Delta u \approx 15$ bis $120 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auf. Dieses Intervall umfasst bei Punkt 2 für das gleiche Größenintervall D_{10} lediglich $\Delta u \approx 10$ bis $90 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Es wird angenommen, dass sich die Fluktuationen der Strömungsaxialgeschwindigkeiten, wie in den Untersuchungen von Janus [55] gezeigt, auch im reagierenden Fall stromab reduzieren. Dieser Einfluss wirkt sich auf die Fluktuationen

Tab. 6.1: Gemittelte Sprayparameter wie Geschwindigkeitsparameter (u, v), Durchmesserklassifizierungen (SMD, AMD, MD), Volumenflüsse Q_x, Q_y und statistische Parameter.

Größe	Abk.	Punkt 1	Punkt 2
Mittl. axiale Geschw. [m/s]	u	62,94	52,65
Mittl. radiale Geschw. [m/s]	v	26,49	39,57
SMD [μm]	D_{32}	15,71	18,34
AMD [μm]	D_{30}	9,68	12,38
MD [μm]	D_{10}	8,26	10,81
axialer Volumenfluss [$\text{mm}^3/\text{mm}^2 \cdot \text{s}$]	Q_x	0,0892	0,0068
radialer Volumenfluss [$\text{mm}^3/\text{mm}^2 \cdot \text{s}$]	Q_y	0,0384	0,0046
Korrekturfaktor Volumenfluss [-]	η	1,36	1,24
Gesamtzahl Tropfen (Berechnung)	N_d	121740	30730
Gesamtzahl Tropfen (Signale)	N_s	120166	30711
Gesamtzahl Tropfen (val. Signalen)	N_{sv}	89644	24814
Gesamtmessdauer [s]	T	20	113
Datenrate [Hz]	DR	6087	272
Validierungsrate [Hz]	VR	4482	219

der Tropfengeschwindigkeiten aus.

Der Punkt 1 ((3; 9) mm) weist ein Radialgeschwindigkeitsintervall Δv (rechte Spalte der Abbildungen) von $\Delta v \approx 10$ bis $60 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ für Tropfen des Durchmesserintervalls $\Delta D_{10} = 0 - 10 \mu\text{m}$ auf, während Punkt 2, gelegen innerhalb des Reaktionsgebiets der turbulenten Heptanflamme, ein erweitertes Geschwindigkeitsintervall von $\Delta v \approx 20$ bis $90 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ besitzt.

Die Tropfen der Durchmesserklasse $D_{10} = 0 - 10 \mu\text{m}$ weisen generell eine breitere, von der Fluktuation der Verbrennungsluft stärker beeinflusste Verteilung der Geschwindigkeiten u und v auf. Dies ist auf ihre geringe Größe und ihr damit besseres Folgevermögen innerhalb der turbulenten Strömung zurückzuführen (s. Kap. 2.5.2). Tropfen der Durchmesserklasse $D_{10} = 10 - 120 \mu\text{m}$ zeigen ein schmaleres Geschwindigkeitsintervall, bedingt durch ihre größere Trägheit. Zudem bilden diese Tropfen gerade in Atomizernähe eine nicht zentrische Verteilung, wohingegen in einer isotropen turbulenten Strömungen eine zentrische Verteilung zu erwarten wäre. Dieses Verhalten könnte auf Randbedingungen innerhalb des Atomizers zurückzuführen sein, die sich für große Tropfen anders auswirken als für kleine und sich auch noch innerhalb der Brennkammerströmung auswirken.

Die Tabelle 6.1 beinhaltet relevante Sprayparameter für beide untersuchten Punkte. Dabei sind neben dem Anwachsen der mittleren Durchmesser SMD (MD) auch die deutlich niedrigeren Daten- und Validierungsraten für einen größeren Abstand x erkennbar. Dies steht im Gegensatz zu der erhöhten Qualität der Messung im atomizerfernen Punkt, ablesbar durch den niedrigeren Korrekturfaktor der Massenflussbestimmung η (s. Kap. 2.6.3). Das Anwachsen der mittleren Durchmesser kann durch das schnellere Verdampfen gerade kleiner Tropfen in der Reaktionszone erklärt werden. Dies macht sich neben einem Ansteigen des Feinheitsparameters und damit einer Schmälerung der Verteilung auch in einem Anwachsen der berechneten mittleren Durchmesser bemerkbar.

Die angegebenen Volumenflüsse Q_x und Q_y der validierten Tropfen zeigen, dass trotz Anwachsens der mittleren Durchmesser die Anzahl an validierten Tropfen pro Sekunde,

Tab. 6.2: Sprayrelevante Stoffeigenschaften von Wasser und n-Heptan [111].

Stoffeigenschaft	Einheit	Wasser	n-Heptan
Dichte (1 bar, 20 °C)	kg/m ³	998,21	684
Siedepunkt (1 bar)	°C	99,7	97,9
Oberflächenspannung	N/m [10 ⁻³]	20,3	72,7
dyn. Viskosität	kg/ms [10 ⁻⁶]	410	1001

d. h. die gemessene Validierungsrate, das für den Volumen- bzw. Massenfluss bedeutende Maß ist. Näher am Gebiet der Flamme beträgt der Volumenfluss der Tropfen nur noch 8% von Q_x bzw. 12% für Q_y bezogen auf den düsennahen Punkt. Die Gesamtzahl aller Tropfen reduziert sich auf 28%, während die benötigte Messzeit für die Detektion weniger Tropfen um das fast Sechsfache steigt. Die Kombination dieser Faktoren trägt zu der gemessenen Volumenflussabnahme bei.

6.4 PDA-Messungen an Wasser- und Heptansprays

Die Ergebnisse der Vermessung von Spraytropfeneigenschaften mittels PDA ermöglichen eine Beschreibung des Sprays, die als Grundlage für numerische Simulationen dienen kann. Das Hauptkriterium bei der Durchführung der Messungen ist eine atomizernahe Bestimmung dieser zentralen Sprayeigenschaften, da diese Injektionsrandbedingungen der dispersen Phase für die Validierung von numerischen Simulationen essentiell sind.

Dieses Kapitel stellt die Ergebnisse der PDA-Messungen an verschiedenen Medien, d. h. Wasser H_2O und n-Heptan C_7H_{16} (reagierend und nicht reagierend), vergleichend zueinander vor. Die Wahl der injizierten Flüssigkeiten erfolgt hinsichtlich einer möglichst unterschiedlichen Oberflächenspannung, die die Atomisation der Tropfen mit beeinflusst. Weiterhin wurden einkomponentige Flüssigkeiten gewählt, um die Komplexität sowohl im Hinblick auf die numerische Berechnung als auch der experimentellen Durchführbarkeit zu reduzieren. Tabelle 6.2 stellt die für die Zerstäubung relevanten Stoffeigenschaften von Wasser und Heptan bei $p = 1$ bar und $T = 20$ °C dar.

6.4.1 PDA-Messungen an reagierenden Heptansprays

Für den reagierenden n-Heptan-Fall, PDA-H1 (s. Tab. 3.3), werden die axialen und radialen Tropfengeschwindigkeitsverteilungen und die Sauter- und Mean-Durchmesser (D_{32} , D_{10}) in Abb. 6.10 dargestellt. Die radialen Verläufe sind für verschiedene axiale Abstände $x = 3, 5, 10$ und 15 mm vom Atomizer angeführt. Die Punkte wurden an äquidistanten Messpunkten ($\Delta x = 1$ mm) entlang der radialen Achse y im positiven und negativen Flügel des Sprays vermessen. Innerhalb der turbulenten Heptanflamme, d. h. bei axialen Atomizerabständen von $x > 15$ mm, wurden aufgrund der unzureichenden Validierungsraten VR von $VR < 100$ Hz und der daraus folgenden geringen Anzahl validierter Tropfen keine Messungen durchgeführt. Den statistischen Werten liegt im Allgemeinen eine Ensemblegröße von mindestens 20000 Tropfen zugrunde. An den innersten und äußersten 2(-3) Punkten für jede axiale Position der Sprayflügel beträgt die Anzahl der validierten

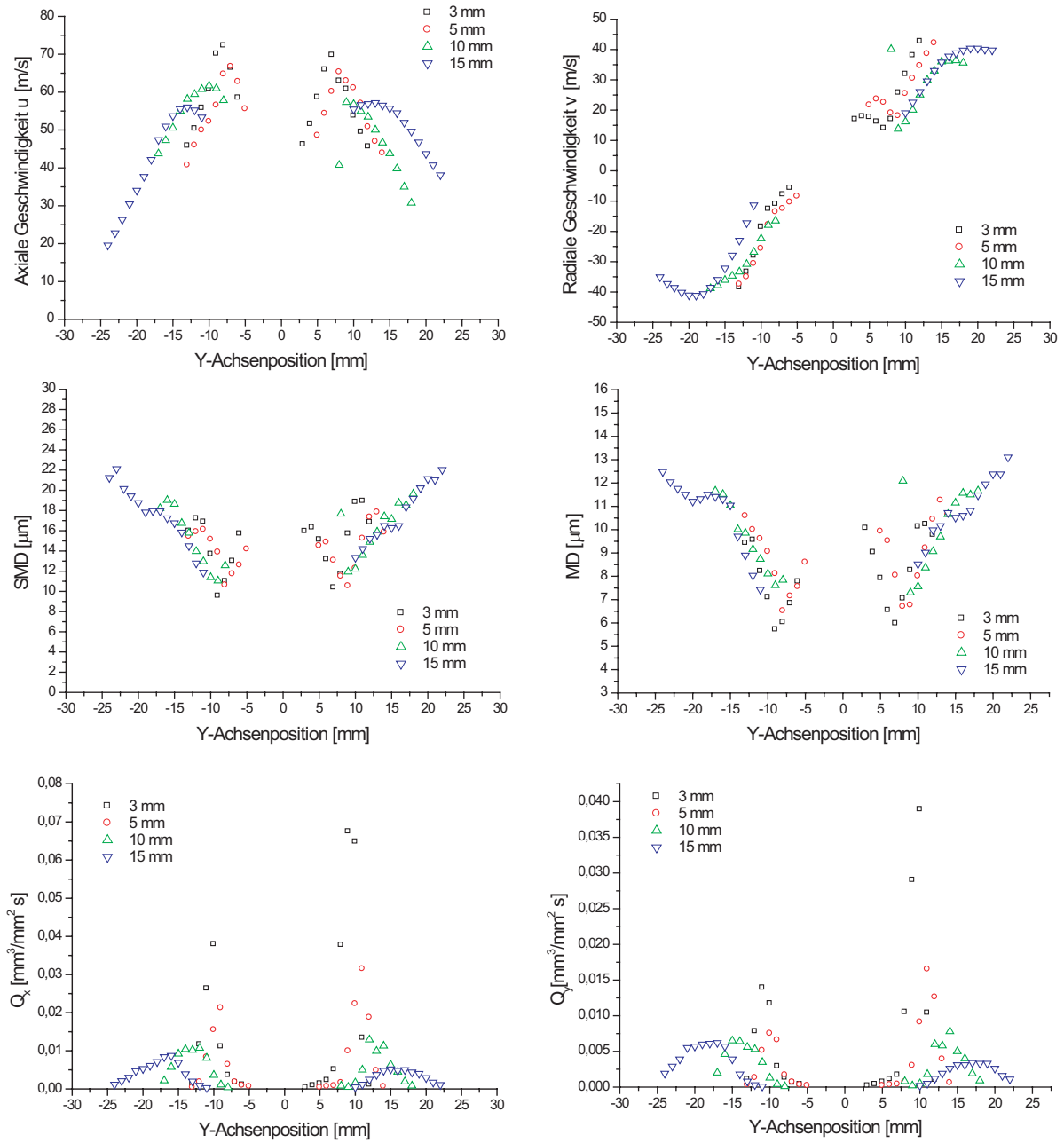


Abb. 6.10: Radiale Verteilungen der Spraymessgrößen im reagierenden Heptan-Fall PDA-H1 ($p = 2$ bar, $T = 350^\circ\text{C}$).

Tropfen 10000 bedingt aus den in Kapitel 5 angeführten Gründen der dort vorherrschenden niedrigen Validierungs- und Datenraten.

Tropfen existieren sowohl im atomizerfernen Reaktionsbereich als auch im Innenbereich um die Mittelachse $y = 0$ mm (beispielsweise bei einem axialen Abstand von 3 mm im radialen Intervall $y = \pm 4$ mm). Die angeführte verringerte Daten- und Validierungsrate im Reaktionsbereich erklärt sich aus dem Verdampfen der Tropfen in der heißen Reaktionszone der turbulenten Heptanflamme. Die verringerte Anzahl von Tropfen im

Innenbereich des Sprays erklärt sich aus der Verdrallung der Verbrennungsluft im Atomizer. Die durch die Verdrallung entstehende sich radial öffnende Luftströmung führt die Mehrheit der Tropfen vom Filmleger des Atomizers seitlich zum Rand der Brennkammer. Die kleinen von der Abrisskante des Filmlegers in die Hauptströmung der Verbrennungsluft injizierten Tropfen folgen dabei der Verbrennungslufthauptströmung. Einzelne große Tropfen werden durch die Rückströmung zurück zum Atomizer transportiert, ohne vorher auf ihrer Tropfentrajektorie durch die turbulente Flamme vollständig zu verdampfen. Diese und zusätzliche Tropfen aus der Hauptströmung, die durch Fluktuationen der turbulenten Strömung in den Mittelpunktbereich gelangen, bilden die Anzahl der Tropfen, die im Sprayinnenbereich messbar sind.

Die in Abb. 6.10 gezeigten Verläufe der mittleren Tropfengeschwindigkeiten weisen Ähnlichkeiten zu den Strömungsgeschwindigkeiten der verdrallten Luft im isothermen Fall auf (s. Abb. 6.2).

Eine quantitative Bestimmung der Verbrennungsluftgeschwindigkeit im Zwei-Phasen-Fall ist in diesem und den unten angeführten Fällen nicht möglich. Eine Unterscheidung der Geschwindigkeit der dispersen zur kontinuierlichen Phase ist mittels der verwendeten Messtechnik PDA prinzipiell möglich [89, 103, 67]. Die Unterscheidung der Signale von Tropfen der dispersen Phase und Tropfen, die als Impfpartikel dienen, könnte innerhalb der PDA-Messung über den Durchmesser der gemessenen Partikel erfolgen. Überschneiden sich allerdings die Tropfendurchmesserverteilungen der dispersen Phase und die der Seedingpartikel-tropfen ist die Unterteilung nicht eindeutig und die Vermessung der Verbrennungsluftgeschwindigkeit nicht mehr möglich. Die Injektion von Seedingtropfen mit größeren und damit unterscheidbaren Durchmessern würde zu einem stark verminderten Strömungsfolgevermögen (s. Gl. 2.26) führen, so daß die Fluidbewegung nicht ideal durch die Seedingtropfenbewegung repräsentiert wird [62]. Hier und im Folgenden wird die Strömungsgeschwindigkeit im isothermen Ein-Phasen-Fall als Indikator der vorliegenden Verbrennungsluftströmung im Zwei-Phasen-Fall betrachtet.

Das Maximum der axialen Geschwindigkeitskomponente bei einem Atomizerabstand von $x = 3 \text{ mm}$ liegt bei $u(y = 7 \text{ mm}) = 70 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, während sie sich bei einem Atomizerabstand von $x = 15 \text{ mm}$ auf $u(y = 13 \text{ mm}) = 57 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ reduziert. Die radiale Geschwindigkeitskomponente zeigt ein geringeres Abfallen der Maximalgeschwindigkeit (von $v(y = 12 \text{ mm}) = 43 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $x = 3 \text{ mm}$ auf ähnliche $v(y = 19 \text{ mm}) = 40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $x = 15 \text{ mm}$) bei einer gleichzeitigen Verschiebung der Geschwindigkeitsmaxima zum Rand. Dieses Spreizen der Geschwindigkeitsverläufe mit wachsenden axialen Abständen von der Drallzerstäuberdüse ähnelt dem Verhalten der Verbrennungsluft im isothermen Ein-Phasen-Fall (vergl. Abb. 6.2).

Bei den Tropfendurchmessern ist beobachtbar, dass die SMD-Werte mit wachsendem radialen Abstand von der Spraymitte anwachsen. Die Verteilung der anzahlgemittelten Durchmesser D_{10} zeigt diesen Verlauf ebenfalls, so dass ein verzerrender Einfluss weniger großer Tropfen auf den ermittelten SMD-Wert ausgeschlossen werden kann. Die Verteilung deutet darauf hin, dass vor allem erst kleinere Tropfen verdampfen und sich deshalb die Größenverteilungen der verbleibenden Tröpfchen zu höheren Mittelwerten verschiebt, wie auch Messungen an einem verdampfenden Kerosinspray von Brandt et al. [15] gezeigt haben. Größere Spraytropfen mit verringerter axialer, aber erhöhter radialer Geschwindigkeitskomponente existieren tendenziell eher in den äußeren Spraybereichen ($y = 15 - 20 \text{ mm}$).

Die Verteilungen der Volumenflüsse in axialer und radialer Richtung Q_x und Q_y zeigen mit wachsendem Atomizerabstand analog zur Durchmesserverteilung sich radial zum Rand verschiebende Maxima. Die Absolutwerte der Maxima von Q_x sinken von $0,07 \text{ mm}^3/\text{mm}^2\text{s}$ bei (3; 9) mm auf $0,009 \text{ mm}^3/\text{mm}^2\text{s}$ bei (15; -16) mm. Das Maximum der Volumenflusskomponenten liegt bei den radialen Positionen $y = +9 \text{ mm}$ bzw. -11 mm in Atomizernähe, d. h. ihr Ursprung ist auf die nahegelegene Abrisskante des Filmlegers bzw. das innere Gebiet des Atomizerfilmlegers ($\varnothing = 16 \text{ mm}$) zurückzuführen.

Einfluss der Variation des Kammerdrucks

Neben der kompletten Feldvermessung eines Betriebspunktes wurden auch die Einflüsse von Parametervariationen auf die Verteilungen analysiert. Der Einfluss einer Druckvariation von $p = 2 \text{ bar}$ auf $p = 3 \text{ bar}$ ist in Abb. 6.11 zu sehen. Verglichen werden die beiden reagierenden Fälle PDA-H1 und PDA-H2.

Gemessen wurden nur Spraybereiche für $y > 0 \text{ mm}$, da eine Änderung der radialsymmetrischen Verteilung des Sprays nicht zu erwarten war. Die Verbrennungsluftströmung beider Betriebsfälle ist aufgrund des gleichen Druckabfalls $\frac{\Delta p}{p}$ über dem Atomizer von $\frac{\Delta p}{p} = 3,0\%$ in Atomizernähe identisch. In den Bereichen der turbulenten Heptanflamme kann aufgrund der entstehenden Temperatur- und Druckgradienten durch die intermittierende Flamme kein mit dem Ein-Phasen-Fall identisches Strömungsfeld angenommen werden. Der Vergleich der axialen Geschwindigkeitskomponenten liefert im Rahmen der Geschwindigkeitsmessgenauigkeit der PDA (mögliche Abweichungen von $\frac{\Delta v}{v} \approx 15\%$ [56]) ähnliche Radial- und Axialgeschwindigkeitsverläufe. Die signifikanteste Änderung innerhalb der dargestellten Spraygrößen ist die Reduktion der gemittelten Durchmesser bei einer Erhöhung des Kammerdrucks. Für Atomizerabstände von $x = 3 \text{ mm}$ und $x = 5 \text{ mm}$ sind die größten Durchmesserunterschiede an den inneren Rändern des Sprayflügels zu beobachten. Eine Druckerhöhung der Verbrennungsluft führt zu einer Erhöhung der dynamischen Viskosität und der Dichte der kontinuierlichen Phase. Die daraus resultierende Erhöhung der Widerstandskraft führt zu einer feineren Atomisation des Sprays, wie sie von Lefebvre [71] für die Tropfendispersion in ruhender Luft beschrieben wird. Diese SMD-Reduktion bei höherem Kammerdruck ist auch in anderen turbulenten Verbrennungsumgebungen nachweisbar [92, 5]. Untersuchungen an einem ähnlichen swirl-cup-Modell dieses Airblast-Atomizers sind mit Kerosin als Brennstoff von Brandt et al. und Becker et al. [15, 6] durchgeführt worden. Die inverse SMD-Abhängigkeit vom Druck beträgt $c = -0,24$ bei einem axialen Abstand von $x = 15 \text{ mm}$, setzt man eine Beziehung des SMD zum Druck p über $SMD \propto p^c$ nach Becker et al. [6] voraus.

Einfluss der Variation der Verbrennungslufttemperatur

Der Einfluss einer Temperaturabsenkung der Verbrennungsluft von $T_{VL} = 350^\circ\text{C}$ (PDA-H1) auf $T_{VL} = 300^\circ\text{C}$ (PDA-H3) im reagierenden Fall ist in Abb. 6.12 zu sehen.

Die Temperaturabsenkung um $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ führt, wenn gleiche Verbrennungsluftmassenströme \dot{m}_{VL} eingesetzt werden, zu einem geringeren Druckabfall über den Atomizer ($\frac{\Delta P_L(300^\circ\text{C})}{P_3} = 2,75\%$, s. Gl. 6.1 [70]). Damit sind die Tropfengeschwindigkeiten, die, wie in Kapitel 6.3 gezeigt, auch von der Verbrennungsluftströmung abhängen, nur noch qualitativ miteinander vergleichbar. Bei den Messungen wurde der Massenstrom der einge-

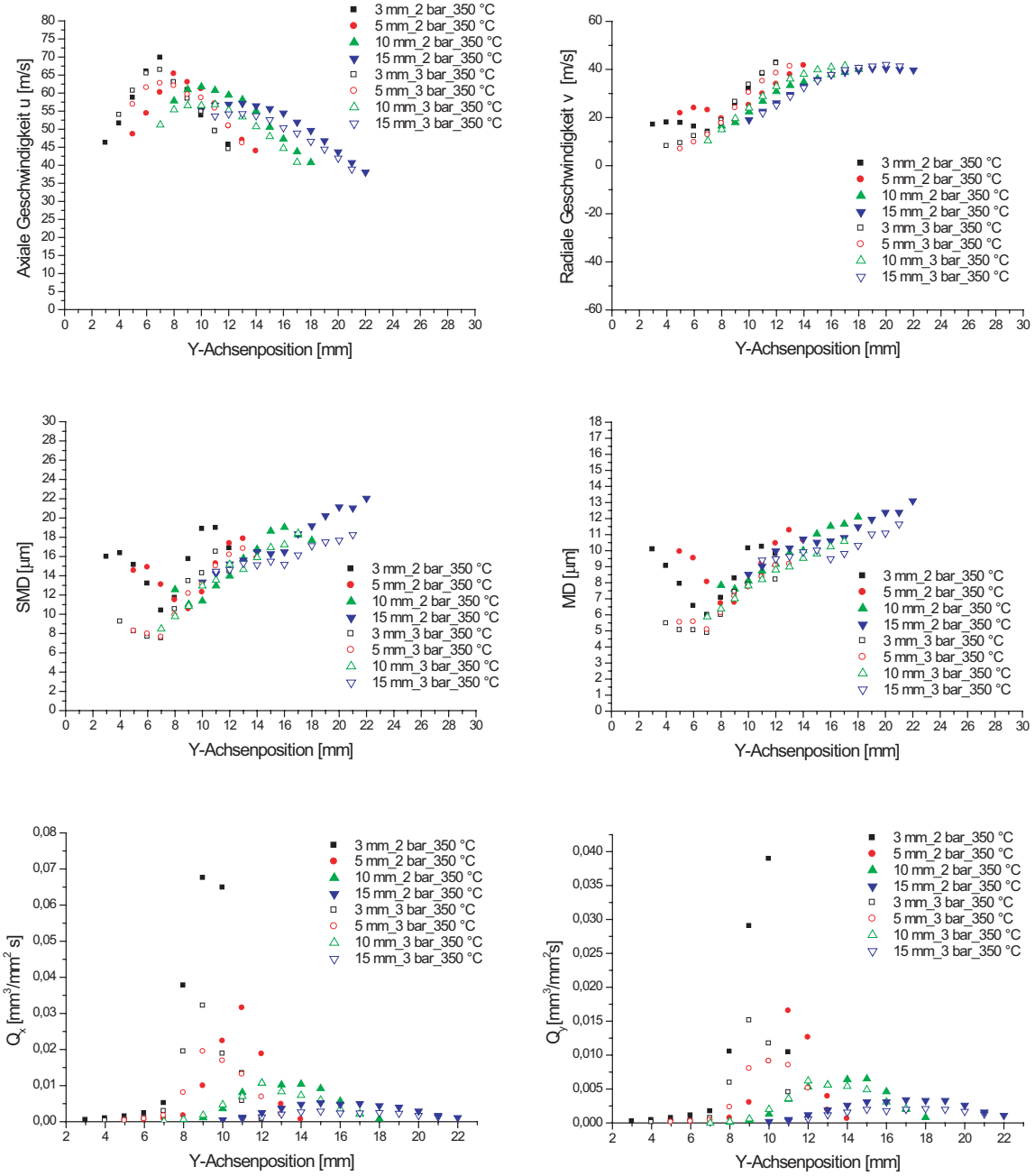


Abb. 6.11: Einfluss der Druckvariation auf das gemessene Heptanspray. Verglichen werden die reagierenden Heptan-Fälle PDA-H1 und PDA-H2 ($p = 2$ bzw. $p = 3$ bar, $T = 350$ °C). Dargestellt sind die Tropfengeschwindigkeiten, die SMD- und MD-Werte und die Volumenflüsse in x- und y-Richtung für unterschiedliche axiale Atomizerentfernungen.

spritzten Flüssigkeit konstant gehalten, um die Vergleichbarkeit der Durchmesser und Massenströme zu gewährleisten. Eine Temperaturreduktion der eingebrachten Verbrennungsluft führt zu einer radial verbreiterten Drallflamme die eine bimodale, instabilere Form annimmt. Ein weiteres Absenken der Verbrennungslufttemperatur T_{VL} führt zu einer instabilen Heptanflamme, die nicht vermessen werden kann.

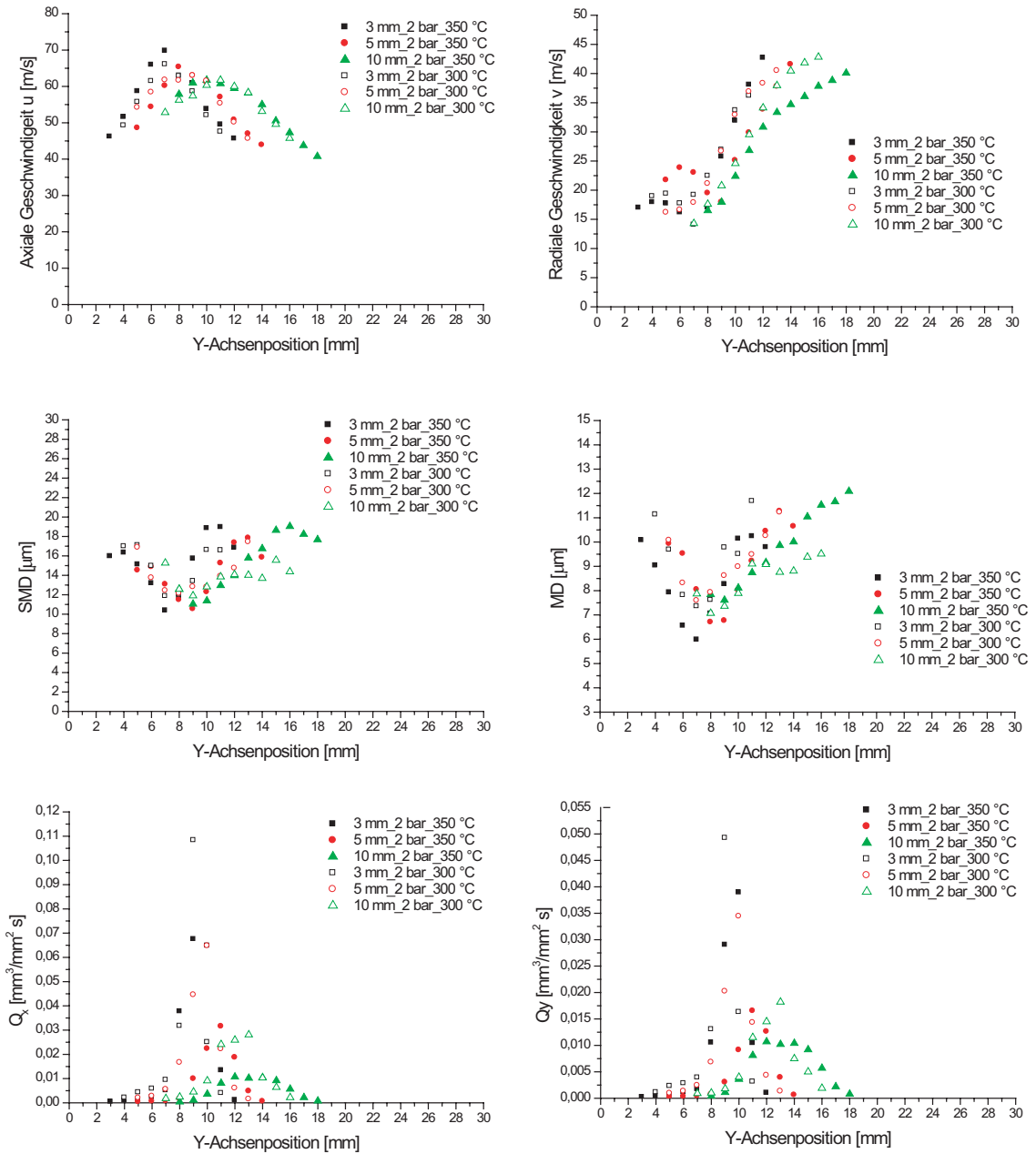


Abb. 6.12: Einfluss der Temperaturvariation auf das gemessene Heptanspray. Verglichen werden die reagierenden Heptan-Fälle PDA-H2 und PDA-H3 ($p = 2$ bar, $T = 300$ bzw. 350 °C).

Die zu vergleichenden Durchmesser D_{32} und D_{10} liegen in beiden Temperaturfällen im gleichen Durchmesserbereich. Ein Einfluss der Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft macht sich auch nicht in den gemessenen Volumenflüssen bemerkbar, Q_x und Q_y verlaufen im Rahmen der gegebenen Messungenauigkeit nahezu identisch. Die Verdampfung der Tropfen wird maßgeblicher von den Heißgasen der turbulenten Heptanflamme und der Atomisation aufgrund von Druckgradienten beeinflusst. Die Variation der Vorwärmtemperatur wirkt sich nicht gravierend auf das vermessene Spraybild im reagierenden Fall aus, da die beiden oben genannten Effekte überwiegen.

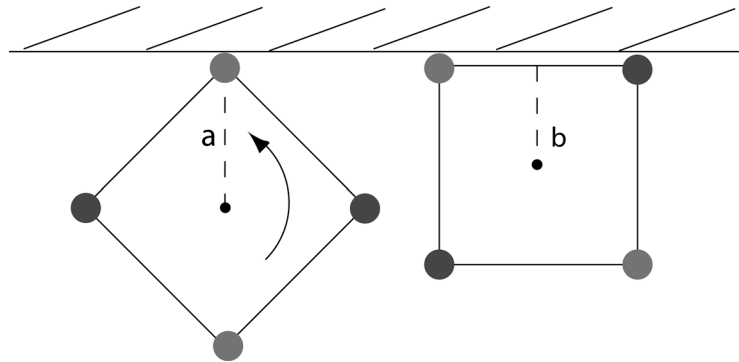


Abb. 6.13: Minimierung des Messvolumenabstands zum Atomizer.

6.4.2 PDA-Messungen an nicht reagierenden Heptan- und Wassersprays

Der kleinste im reagierenden Fall gemessene axiale Abstand vom Messvolumen zur Kopfplatte beträgt $x = 3$ mm. Messungen in geringst möglicher Atomizernähe sind aufgrund der festen Anordnung der Laserstrahlpaare aus der PDA-Sonde nur möglich, wenn diese Anordnung um 45° verdreht wird (s. Abb. 6.13). Dies erlaubt die Messungen der Tropfendurchmesser und -geschwindigkeiten im kleinstmöglichen Abstand von $x = 1$ mm zur Atomizerdüse, also in unmittelbarer Nähe des Filmlegers. Um Turbulenz-, Zwei-Phasen- und Verbrennungsmodelle mit Hilfe numerischer Berechnungen zu validieren oder um diese weiterzuentwickeln, verwendet man heute mehr und mehr Testfälle, die in ihrer Komplexität, realen technischen Anwendungen immer näher kommen. Um die Qualität dieser Berechnungsergebnisse aussagekräftig bewerten zu können, werden nicht nur solide und möglichst genaue Messdaten benötigt, sondern auch detaillierte Informationen für die Rand- und Anfangsbedingungen der numerischen Berechnungen. Diese Randbedingungen, besonders die der Einströmränder, müssen wiederum auch durch experimentelle Untersuchungen bereitgestellt werden.

Das Drehen der Sonde führt zu einem systematischen Fehler bei der Auswertung der detektierten Signale. Aufgrund der Brennkammergeometrie kann der für die korrekte Auswertung notwendige Beobachtungswinkel zwischen Laserstrahlebene und PDA-Empfänger nicht eingehalten werden. In der gedrehten Konstellation dominieren in der Gesamtheit der validierten Signale nicht mehr die Brechungssignale 1. Ordnung, sondern der Anteil an störenden Reflexionssignalen nimmt von weniger als 10%, im optimalen Fall, auf bis zu 30% zu (s. Abb. 2.12 und 2.13). Der zugrunde liegende DANTEC-Auswertalgorithmus der PDA-Software berechnet die Durchmesser aus den Phasenunterschieden der Signale mit inkorrekten Parametern. Die Parameter sind softwareseitig vom Anwender nicht beeinflussbar.

Durch eine Referenzmessung werden die Ergebnisse im Fall gedrehter Beobachtungswinkeleinstellung mit einer Polarisierungseinstellung von 45° zur PDA-Empfängerachse mit Messungen bei korrekter Beobachtungswinkeleinstellung verglichen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abb. 6.14 dargestellt.

Wie die Ergebnisse des Vergleichs der Geschwindigkeitskomponenten u und v und der SMD-Werte bei axialen Abständen von $x = 3$ mm und 5 mm für die unterschiedlichen Messkonfigurationen zeigen, wirkt sich die Drehung des Messvolumens systematisch auf

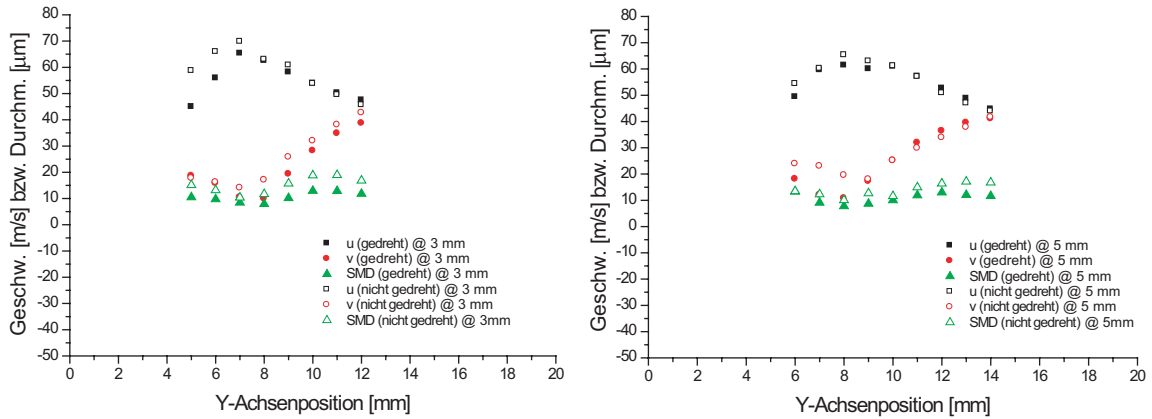


Abb. 6.14: Einfluss der Sondendrehung auf die gemessenen Geschwindigkeiten und Durchmesserwerte.

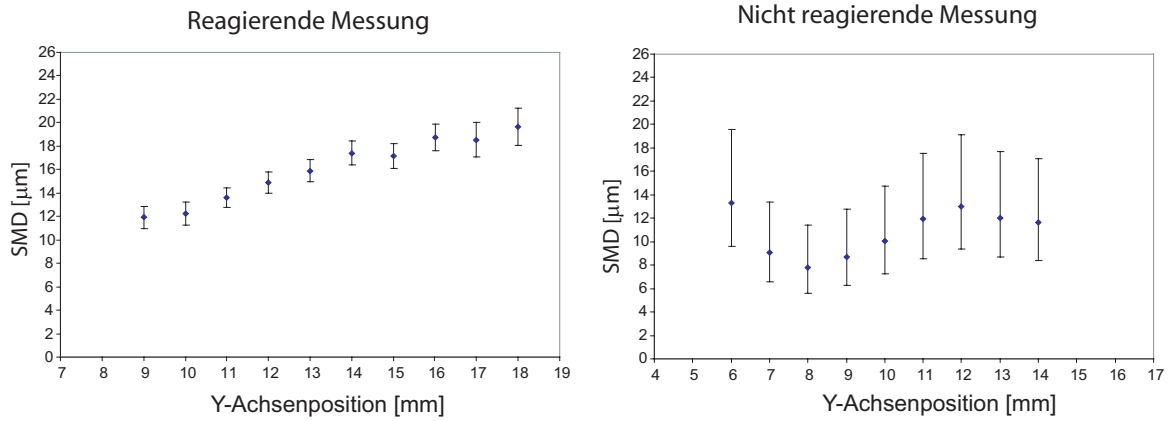


Abb. 6.15: Vergleich der Gesamtmessfehler im reagierenden und nicht reagierendem Fall.

die berechneten Durchmesser aus. Dabei liegen die SMD-Werte der Normalkonfiguration im kompletten Messbereich über denen der unmodifizierten Konfiguration. Die Trends der D_{32} - und D_{10} -Distributionen werden qualitativ vergleichbar wiedergegeben. Vergleichende Aussagen von Messungen einer Sondendrehung untereinander liefern demnach generelle Einflüsse von Parametervariationen korrekt wieder. Quantitative Aussagen können auch im Hinblick auf die bereits in Kapitel 5.4.1 diskutierten inhärenten großen Messfehler bei der Durchmesserbestimmung in nicht reagierenden Heptan- und Wassersprays nicht gemacht werden. Die PDA-Geschwindigkeitsmessungen sind von der Sondendrehung unbeeinflusst. Die Rohdaten der Geschwindigkeitsermittlung sind über eine Korrektur mittels einer Drehmatrix in die korrekten Geschwindigkeitswerte überführbar.

Die Abb. 6.15 zeigt vergleichend die Gesamtmessfehler im reagierenden Fall zu den nicht reagierenden Heptan- und Wassersprays. Beiden liegen die in Kapitel 5.4.1 erwähnten statistischen und fallspezifischen Langzeitfehler zugrunde. Während sich dieser Langzeitfehler in den reagierenden Messungen auf 3% beläuft, wirkt er sich in den nicht reagierenden Messungen mit einem Fehler von etwa 20%, bei einer Messzeitdauer von $t = 15$ min auf den ermittelten SMD aus. Durch die Drehung der Sonde erhalten die nicht reagierenden

Messungen einen zusätzlichen Messfehler von 40%, der in das Ergebnis mit einbezogen werden muss.

PDA-Messungen am nicht reagierenden Heptanspray

Im nicht reagierenden Heptan-Fall wurden die Partikelgeschwindigkeiten und ihre Durchmesser bei axialen Abständen von $x = 1$ mm bis hin zu $x = 20$ mm gemessen. Wie im reagierenden Fall wurde als Messkriterium eine minimale VR von 100 Hz gewählt. Messungen in größeren axialen Abständen waren aufgrund der Kontamination der Quarzglasscheiben durch Verdampfungsrückstände der Flüssigkeit nicht möglich. Dies galt vor allem für die Messungen mit Wasser als disperse Phase.

Die Abbildung 6.16 zeigt die Resultate der PDA-Messungen für variierte Verbrennungslufttemperaturen. Verglichen werden die beiden Fälle PDA-H4 ($T_{VL} = 350^\circ\text{C}$) und PDA-H6 ($T_{VL} = 300^\circ\text{C}$).

Erkennbar ist, dass sich eine Verbrennungslufttemperaturabsenkung deutlicher auf die radialen Verteilungen der mittleren Durchmesser auswirkt als im reagierenden Heptan-Fall. Sowohl der MD als auch der SMD zeigen vor allem atomizernah höhere Werte bei den Messungen mit niedrigerer Verbrennungslufttemperatur. Dies kann daher stammen, dass sich bei erniedrigter Temperatur andere Wandoberflächentemperaturen im Inneren des Atomizers einstellen. Die Oberflächentemperaturen wirken sich im nicht reagierenden Fall, durch die Abwesenheit der Heißgase und der turbulenten Flamme stärker auf die Bedingungen innerhalb der Düse aus. Bei niedriger Oberflächentemperatur des Filmlegers wird weniger Heptanflüssigkeit verdampft. Die folgende, stärkere Benetzung des Filmlegers führt zu einer erhöhten Wandfilmdicke aus der mehr Tropfen abgelöst werden können. Die höhere Anzahl an Tropfen führt dann zu den erhöhten Volumenflüssen Q_x und Q_y .

Die Abb. 6.17 zeigt die Ergebnisse einer Kammerdruckvariation von $p = 2$ bar auf $p = 3$ bar, gemessen für die Fälle PDA-H4 und PDA-H5. Den Graphen lässt sich in Bezug auf die gemessenen Durchmesser eine Druckabhängigkeit ähnlich zum reagierenden Fall entnehmen. Der Wert c für den Druckeinfluss auf die Durchmesser-Verteilung (s. Kap. 6.4.1) beträgt in diesem Fall $c = -0,901$. Eine Erhöhung des Kammerdrucks führt zu einer zeitlich schnelleren Überführung des flüssigen Brennstoffs in die brennbare Gasphase und bewirkt im reagierenden Fall ein angelehntes, weniger stark abgehobenes Brennen der turbulenten Drallflamme. Über den Kammerdruck lässt sich der Durchmesser der Tropfen verändern und daraus abgeleitet die lokale Vermischung von Luft und Brennstoff beeinflussen.

PDA-Messungen am Wasserspray

Zur Untersuchung des Einflusses der Oberflächenspannung auf die Atomisation von Tropfen wurde die untersuchte Flüssigkeit variiert. Anstelle der volatilen n-Heptantropfen werden Wassertropfen analysiert. Die Abbildung 6.18 zeigt vergleichend die gemessenen Sprayeigenschaften der PDA-Messungen am Wasserspray bei Verbrennungslufttemperaturen von $T = 300^\circ\text{C}$ (volle Symbole) bzw. $T = 350^\circ\text{C}$ (offene Symbole).

Mittlere axiale Tropfengeschwindigkeiten wurden mit Werten von bis zu $65 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gemessen. Die maximal erreichten radialen Geschwindigkeiten betragen $33 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Diese axialen und

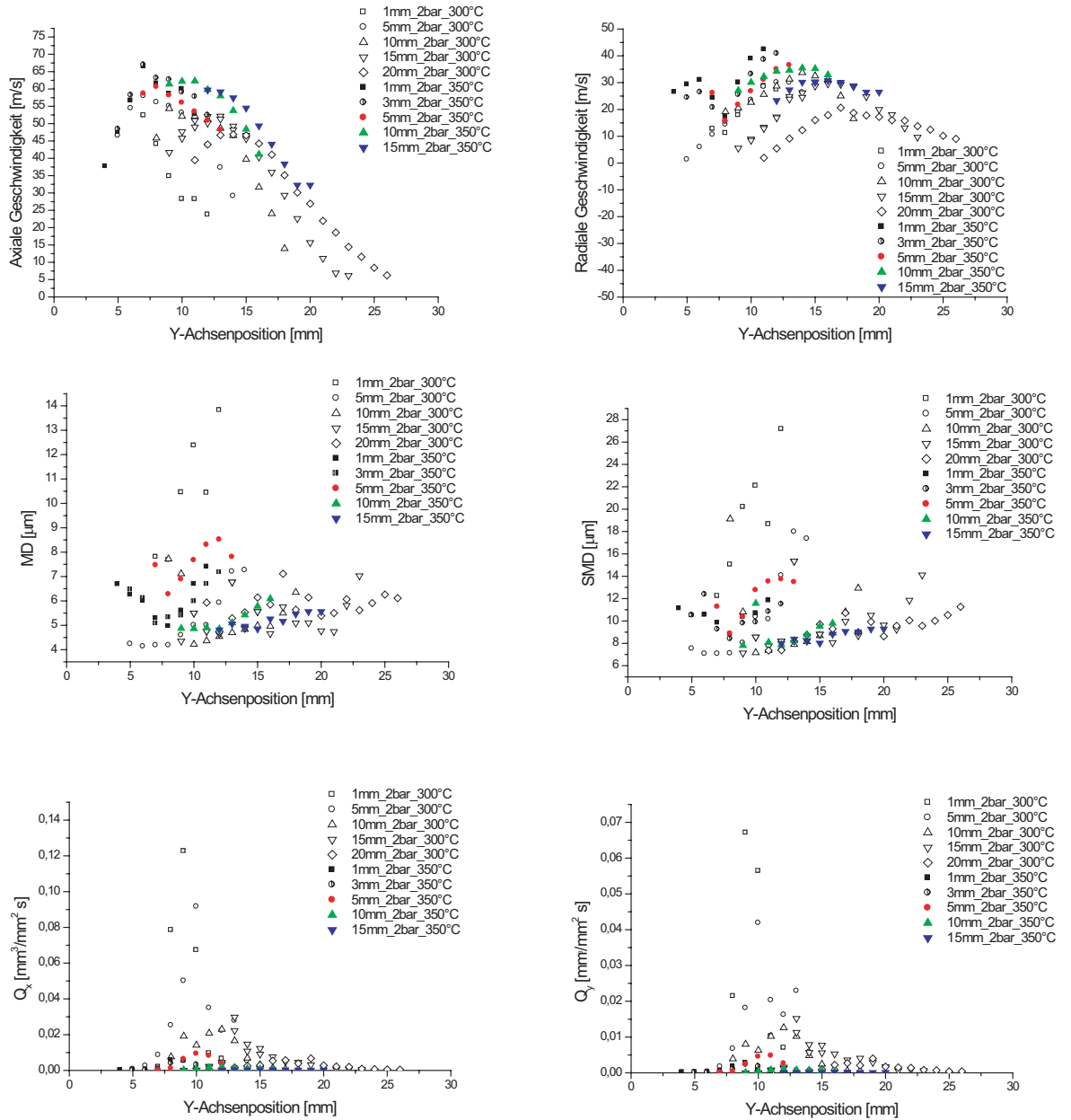


Abb. 6.16: Einfluss der Temperaturvariation auf das gemessene Heptanspray. Verglichen werden die PDA-Messungen an den nicht reagierenden Heptansprays PDA-H4 und PDA-H6 ($p = 2$ bar, $T = 350$ bzw. 300°C).

radialen Geschwindigkeiten sind vergleichbar zu denen der Heptantropfen. Die Verteilung der Tropfengeschwindigkeiten und -durchmesser verlaufen ähnlich zu denen von Heptantropfen und der Verbrennungsluft im Ein-Phasen-Fall. In den Absolutwerten der Durchmesser unterscheiden sich die Ergebnisse jedoch für die nicht reagierenden Heptan- und Wassersprayuntersuchungen. Die Verteilungen der SMD-Werte zeigen Variationen von 16 bis $46 \mu\text{m}$ über die kompletten Messreihen und liegen damit signifikant über der Heptantropfengrößenverteilung von $\text{SMD} = 7$ bis $14 \mu\text{m}$. Durch die 3,6-fach höhere Oberflä-

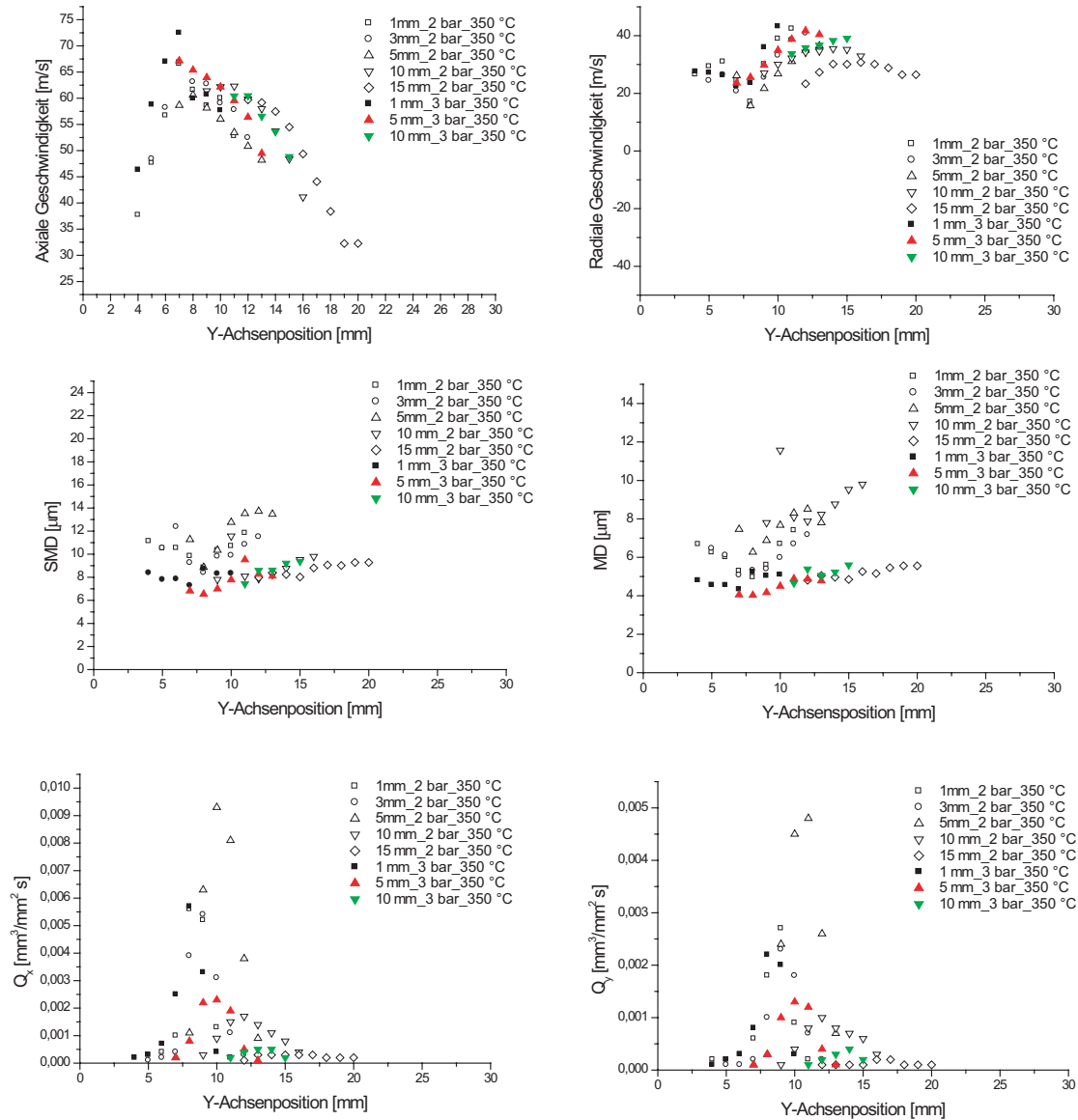


Abb. 6.17: Einfluss der Druckvariation auf das Heptanspray. Verglichen werden die nicht reagierenden Heptan-Fälle PDA-H4 und PDA-H5 ($p = 2$ bzw. $p = 3$ bar, $T = 350$ °C).

chenspannung von Wasser (s. Tab. 6.2) ist der Einfluss der Trägheitskräfte der Luft auf die Tropfen verringert. Tropfen mit einer größeren stabilisierenden Oberflächenspannung unterliegen einer schwächeren Deformation durch die Umgebungsluft. Daraus resultieren Tropfenensembles mit höheren mittleren Durchmessern. Wie in den vorherigen Abschnitten führt eine Temperaturerhöhung der Luft zu einer Reduktion der gemessenen Durchmesser im Wasserspray vor allem in Atomizernähe ($x = 1 - 5$ mm, s. Abb. 6.18). Für Wassersprays scheint sich die Oberflächentemperatur des Filmlegers noch stärker auf die

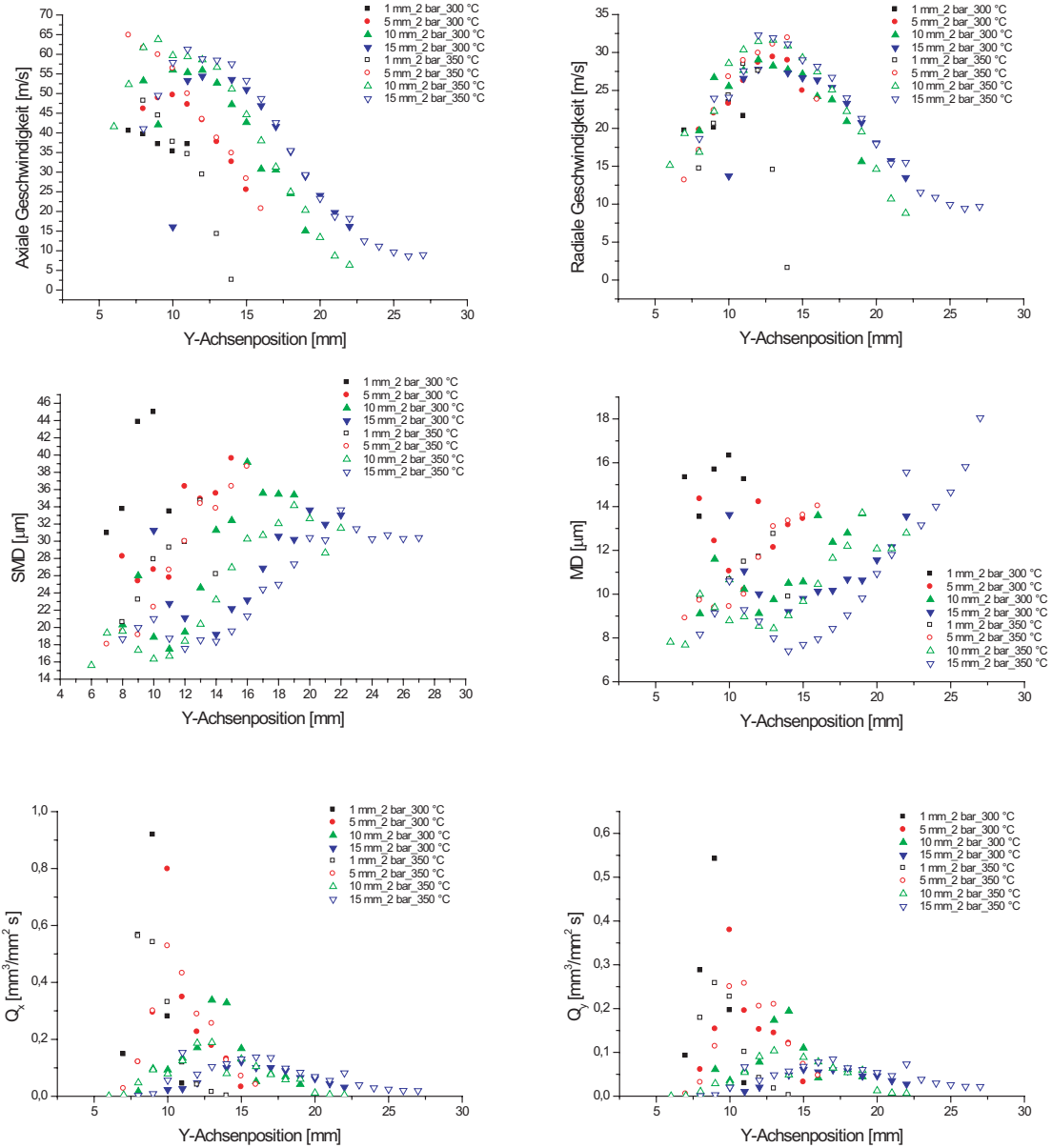


Abb. 6.18: Einfluss der Temperaturvariation auf das Wasserspray. Verglichen werden die PDA-Messungen an den Wassersprays PDA-W3 und PDA-W4 ($p = 2$ bar, $T = 300$ bzw. 350 °C.)

Tropfenbildung auszuwirken. Dies wird auf die starke Flüchtigkeit des Heptans zurückgeführt, das schneller in die Gasphase übergeht und dessen Verdunstung weniger stark von der Oberflächentemperatur des Filmlegers beeinflusst wird.

6.4.3 Abschätzung der Flüssigkeitsmassenflüsse innerhalb des Sprayfelds

Die Bestimmung eines Massenflusses aus den Durchmesser- und Geschwindigkeitsdaten einer PDA-Messung ist von ihrer Aussagekraft her lediglich als Abschätzung zu betrachten

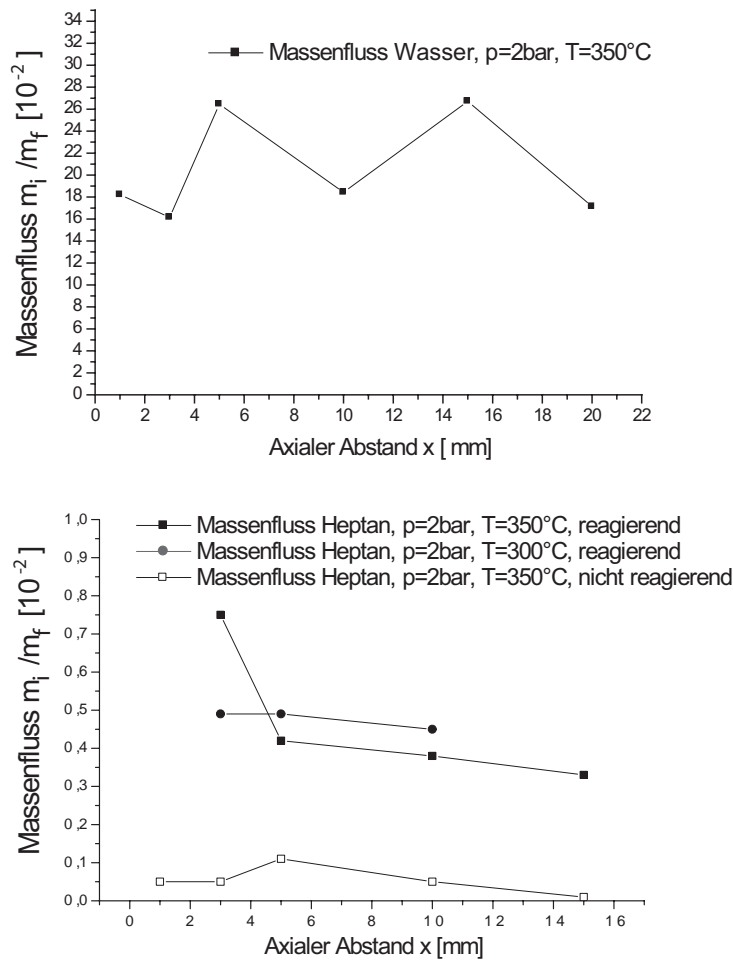


Abb. 6.19: Axialer Verlauf der Massenflussabschätzungen mittels PDA-Messtechnik für die untersuchten Fälle.

[93]. Die Genauigkeit dieser Abschätzung ist aufgrund ihrer kubischen Abhängigkeit vom Durchmesser elementar von der Genauigkeit der Durchmesserbestimmung abhängig. Da eine alternative Bestimmung des Massenflusses in den Messungen am EDS-EKT nicht möglich ist, konnte der Fehler dieser Messung nicht quantifiziert werden.

PDA-Messungen sind einer tendentiellen Unterschätzung des Massenflusses unterworfen, sobald die Bedingungen der Messungen von idealisierten, d. h. dünnen, optisch leicht zugänglichen Sprays unter atmosphärischen Druck- und Temperaturbedingungen abweichen. In den untersuchten Betriebsfällen, d. h. Messungen unter erhöhten Druck und Verbrennungslufttemperaturen in einem eingeschlossenem System, muss aufgrund der genannten Schwierigkeit in der Abschätzung des Massenflusses von einer systematischen Unterschätzung der berechneten Massenflüsse sowohl im Wasser- als auch im nicht reagierenden Heptan-Fall gerechnet werden. Bei der Abschätzung der Massenflüsse wirkt sich u. a. der Verschmutzungsgrad der optischen Zugänge auf die Messergebnisse aus. Die erhöhten Daten- und Validierungsraten bei verbesserten optischen Verhältnissen (reagierender Heptanfall) führen zu einem kleineren Fehler bei der Abschätzung. Der auf ein festes Zeitintervall definierte Massenfluss wird bei Messungen mit verhindertem optischen Zugang

Tab. 6.3: Vergleich der Spraywinkel, der Gesamttropfenanzahl und der Anzahl pro Pixel.

Betriebsfall	Spraywinkel	Gesamtzahl [10^6]	Tropfenanzahl pro Pixel
Nicht reagierender Fall	8°	6,9	56,3
Reagierender Fall	24°	0,6	4,7

systematisch unterschätzt.

In Abb. 6.19 sind Verläufe der gemessenen Heptan- und Wassermassenflüsse innerhalb der Brennkammer dargestellt. Die Graphen zeigen die in den PDA-Messungen ermittelten Flüssigkeitsmassenflüsse \dot{m}_f in Bezug auf den eingelassenen Flüssigkeitsmassenstrom \dot{m}_i , der von der Injektionsdüse auf den Filmleger gesprüht wird. Die Wasserspraymessung zeigt Massenflüsse ($\dot{m}_f/\dot{m}_i \approx 0,19 - 0,27$), die im Hinblick auf den Messfehler auf eine moderate Vorverdampfung des Wassers innerhalb des Atomizers und der Brennkammer schließen lassen. Die Massenflussabschätzungen für flüssiges Heptan in der Brennkammer ($\dot{m}_f/\dot{m}_i \approx 0,0005 - 0,008$) lassen dagegen sowohl im reagierenden als auch im nicht reagierenden Fall auf eine sehr hohe Vorverdampfung im Atomizer schließen. Ein aufgrund von Flüssigkeitsverdampfung zu erwartender abklingender Verlauf der Massenströme lässt sich den Wasserdaten nicht entnehmen, für Heptan zeigt sich ein solcher Verlauf im Ansatz. Der Heptanmassenstrom im nicht reagierenden Fall liegt unterhalb des Verlaufs im reagierenden Fall, was auf die genannten Zusammenhänge zwischen der Massenflussabschätzung und der Qualität des optischen Zugangs zurückzuführen ist.

6.5 Ergebnisse der Mie-Streuung

Zur Bestimmung von Eigenschaften wie der Sprayeindringtiefe und des Spraywinkels werden planare Mie-Aufnahmen verwendet. Die Mie-Aufnahmen der n-Heptan-Tropfen erlauben die Bestimmung des Spraywinkels und deren Eindringtiefe sowohl im reagierenden PDA-H1-Fall als auch im nicht reagierenden PDA-H4-Fall.

In Abb. 6.20 sind die Tropfengesamtverteilungen für den von Laserlichtschnittreflexionen an der Metallwand und an den Quarzglasscheiben weniger beeinflussten linken Flügel ($y < 0$ mm) dargestellt. Hierzu wurden 400 Einzelaufnahmen addiert und ein gemittelter Hintergrund von jedem Einzelbild abgezogen. Trotz Hintergrundkorrektur können die düsennah auftretenden Artefakte nicht vermieden werden, da sie aus Schuss-zu-Schuss Schwankungen der Reflexionen des Laserlichtschnitts an der Brennkammerkopfplatte resultieren.

Aus den Gesamtbildern der Sprayverteilung (s. Abb. 6.20) wird der Spraywinkel des Heptansprays bestimmt. Zur Ermittlung der Spraywinkel werden die Maxima der Intensitätsprofilfunktionen zur Bestimmung einer Regressionsgeraden benutzt. Ihre Lage definiert den Einspritzwinkel des Sprays im betrachteten Bereich $y < 0$ mm. Die resultierenden Spraywinkel sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Der Tabelle sind auch die Gesamttropfenanzahlen in den markierten atomizernahen Bereichen zu entnehmen. Die abweichenden analysierten Pixelbereiche resultieren aus unterschiedlichen optischen Auflösungen der Aufbauten während der Messungen (reagierend: $1 \text{ Pixel} \hat{=} 0,0167 \text{ mm}^2$, nicht reagierend: $1 \text{ Pixel} \hat{=} 0,0153 \text{ mm}^2$). Die kleinere Anzahl von detektierten Tropfen im reagierenden Fall ($Anzahl_{\text{reag.}} = 0,084 \cdot Anzahl_{\text{n.reag.}}$) folgt aus

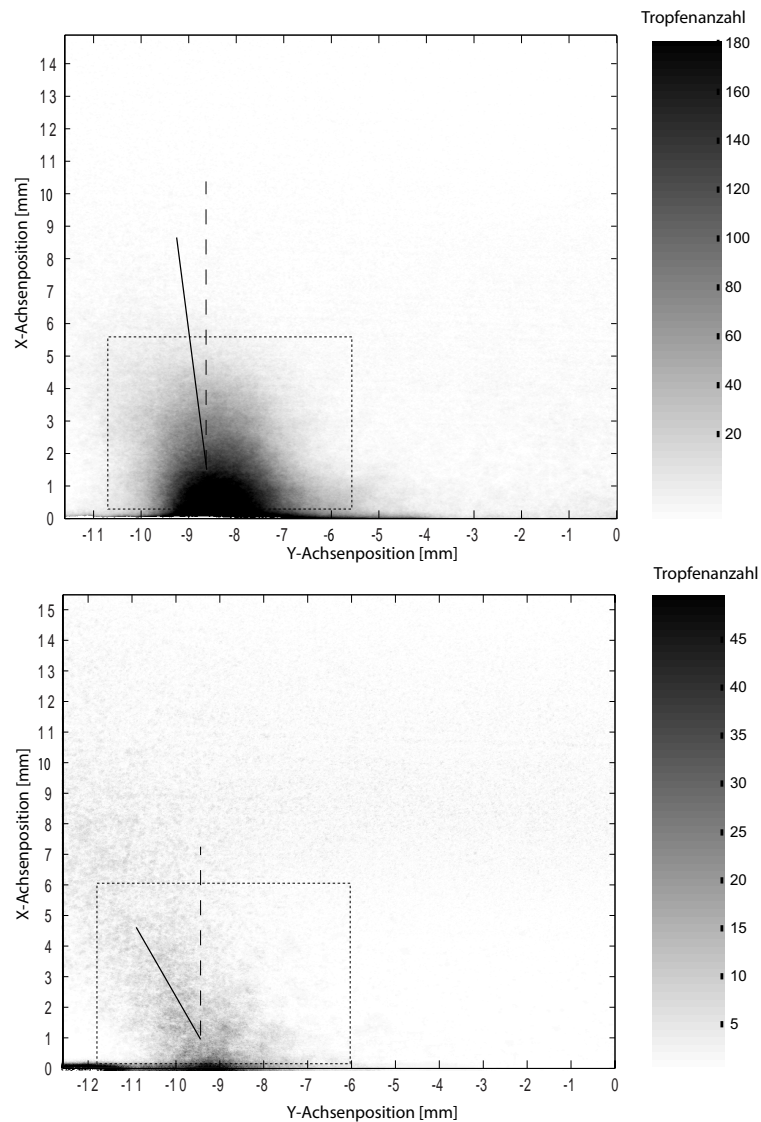


Abb. 6.20: Spraywinkel und Sprayverteilung des Airblast-Atomizers für den nicht reagierenden Fall PDA-H4 (oben) und reagierenden Fall PDA-H1 (unten).

dem vereinzelt Rückschlagen der turbulenten Heptanflamme in den Düsennahbereich und dem daraus folgenden Verdampfen der Tropfen innerhalb des Reaktionsgebiets der Flamme. Weiterhin wirkt sich die Rezirkulation von Heißgasen aus der Nachverbrennungszone auf eine schnellere Verdampfung der Tropfen aus. Zur Berechnung der Sprayeindringtiefe wurde ein Algorithmus verwendet, der, Bezug nehmend auf den Maximalwert der Tropfenanzahl in unmittelbarer Atomizernähe N_0 , die prozentuelle Anzahl der Tropfen $N(x)$ entlang der in der Abb. 6.20 dargestellten Winkelgeraden berechnet.

Die Ergebnisse (s. Abb. 6.21) zeigen, dass in beiden gegenübergestellten Fällen nach einer axialen Distanz von ca. 3,5 mm noch 50% der injizierten Tropfen pro Pixel detektierbar sind. Ein Abfall der Maximalkonzentration auf 20% ist im nicht reagierenden Fall nach 6 mm axialem Abstand zu beobachten, während sie im reagierendem Fall bei 11,5 mm erreicht wird. Dieses wird zum einen auf die im Mittel größeren Tropfen im

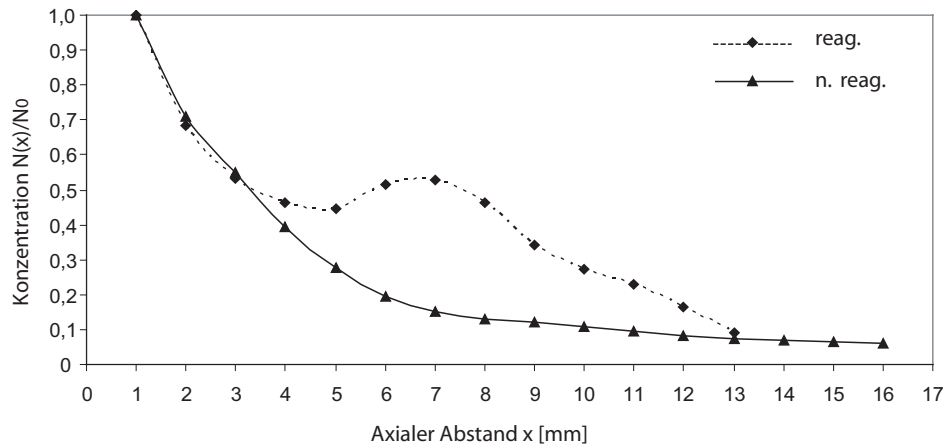


Abb. 6.21: Vergleich der Konzentrationsgefälle entlang des Sprayflügels ($y < 0$ mm) für den reagierenden und nicht reagierenden Fall PDA-H1 bzw. PDA-H4.

reagierenden Fall zurückgeführt, die aufgrund ihrer erhöhten Existenzzeit nach dem D^2 -Gesetz [36, 102, 20] eine längere Distanz in der Hauptströmung zurücklegen. Zum anderen sind durch die unterschiedliche Anzahl an Tropfen die Auswertungen zusätzlich statistischen Fehlern unterworfen, die sich im reagierenden Fall aufgrund der geringeren Anzahl registrierter Tropfen stärker bemerkbar machen können. Diese Einflüsse verursachen das lokale Maximum im Konzentrationsverlauf der Tropfen im reagierenden Fall bei einer axialen Distanz von 5 – 9 mm.

6.6 Ergebnisse der Temperaturmessungen

Die Bedeutung der Temperaturbestimmung innerhalb einer Brennkammer wird in Kapitel 2.7.2 erörtert. Dieser Teil der Arbeit stellt die Ergebnisse der intrusiven Thermoelementmessungen im Heißgas der Heptanflamme vor und schließt mit einem Vergleich zu CARS-Temperaturmessungen [18] am EDS-EKT ab.

Die Abb. 6.22 zeigt die räumliche Verteilung der zeitlich gemittelten Heißgastemperatur $T(r)$ für das mittig positionierte Thermoelement 3 (s. Abb. 3.9) bei einem axialen Düsenabstand von $x = 81$ mm. Dargestellt sind neben der Messtemperatur ohne Korrektur (Punkte) auch die über das Wand-Thermoelement-Modell (Kreuze) und die über die Kalibration (Sterne) erhaltenen, korrigierten Messwerte.

Durch die Position der Extrema der Temperaturen wird die gespreizte Form der Flammenstruktur deutlich, die durch die Verdrallung der Verbrennungsluft hervorgerufen wird. Maxima finden sich bei den relativen Flammrohradien $0,3 \frac{r}{r_0}$ und beim Plateau $-0,2$ bis $-0,35 \frac{r}{r_0}$. Ein lokales Minimum kann bei $\frac{r}{r_0} = 0$ lokalisiert werden, was der Lage der Rotationsachse des Atomizers entspricht.

Alle drei geplotteten Verläufe zeigen Extrema an den gleichen räumlichen Punkten, unterscheiden sich aber wesentlich in den Absolutwerten. Während durch die Korrektur mittels Kalibrationsmessung zu hohe Heißgastemperaturen berechnet werden ($T_{max} = 2200$ K $\approx T_{adiab. = 2250}$ K), liegen die Temperaturwerte bei Anwendung des Wand-Thermoelement-Modells (W-TE-M) niedriger. Im Wand-Thermoelement-Modell wird die Strahlungswech-

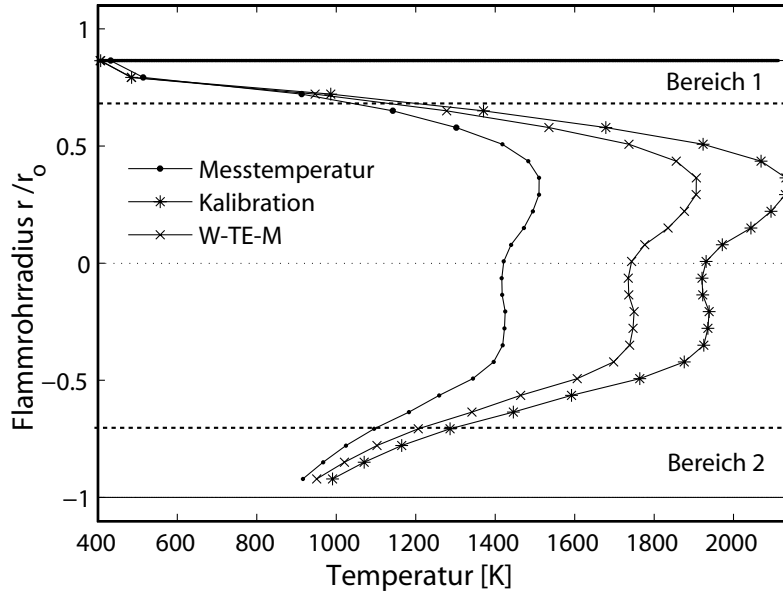


Abb. 6.22: Temperaturverläufe innerhalb des Querschnitts der DBK bei einer axialen Position von 81 mm. Dargestellt sind die Messtemperaturen ohne Korrektur (Punkte), mit dem Wand-Thermoelement-Modell (W-TE-M) (Kreuze) und die über die Kalibration (Sterne).

selwirkung zwischen Thermoelement und Flammrohrwand berücksichtigt. Aufgrund der in Kapitel 2.7.2 getroffenen Annahmen sind auch diese Temperaturmessungen als Näherungswerte zu betrachten.

Auffällig ist die asymmetrische Verteilung der Temperaturverläufe in Wandnähe, resultierend aus den unterschiedlichen Wandoberflächen (Quarzglas bzw. Metall) und der unterschiedlichen Kühlwirkung der Kühlluft. Die Kühlwirkung unterscheidet sich aufgrund der in Kapitel 3.1 beschriebenen, gerichteten Führung der Kühlluft über die Quarzglas-scheiben, während das Flammrohr von ungerichteter Kühlluft umströmt wird. Der Bereich 1 ($0,7$ bis $1,0 \frac{r}{r_0}$, schwache Wärmestrahlung des Quarzglases, starke Kühlluftkühlung) unterscheidet sich vom Bereich 2 ($-0,7$ bis $-1,0 \frac{r}{r_0}$, starke Wärmestrahlung des Metalls, geringere Kühlluftkühlung) (s. Abb. 6.22). Während sich dieser Effekt bei $\frac{r}{r_0} = 0,8$ deutlich zeigt ($T_{W-TE-M}(+0,8; -0,8) = 500 \text{ K}; 1100 \text{ K}$), wirken sich diese Randbedingungen bei $\frac{r}{r_0} = 0,7$ bereits schwächer aus ($T_{W-TE-M}(+0,7; -0,7) = 1100 \text{ K}; 1200 \text{ K}$).

Die unterschiedlichen Absolutmaxima ($T_{max}(\frac{r}{r_0}) > 0 = 1919 \text{ K}$ und $T_{max}(\frac{r}{r_0}) < 0 = 1752 \text{ K}$) können aus dem asymmetrischen Aufbau des Flammrohrs und einem unterschiedlichen Kühlluftfluss resultieren. Weiterhin kann sich das Fehlen einer kritischen Düse stromab der Brennkammer bemerkbar machen, da durch die intrusive Messtechnik die Rezirkulation der Strömung verändert werden kann. Die genauen Einlassbedingungen des Kühlwassers bzw. der Kühlluft in das Abgas sind nicht bekannt. Allerdings zeigen numerische Untersuchungen stromab ein Hereinreichen der Rezirkulationszone in den Kühlluft-einlassbereich des Systems [114]. Hierbei muss allerdings erwähnt werden, dass der Betriebspunkt der numerischen Berechnung nicht identisch mit dem aktuell untersuchten war.

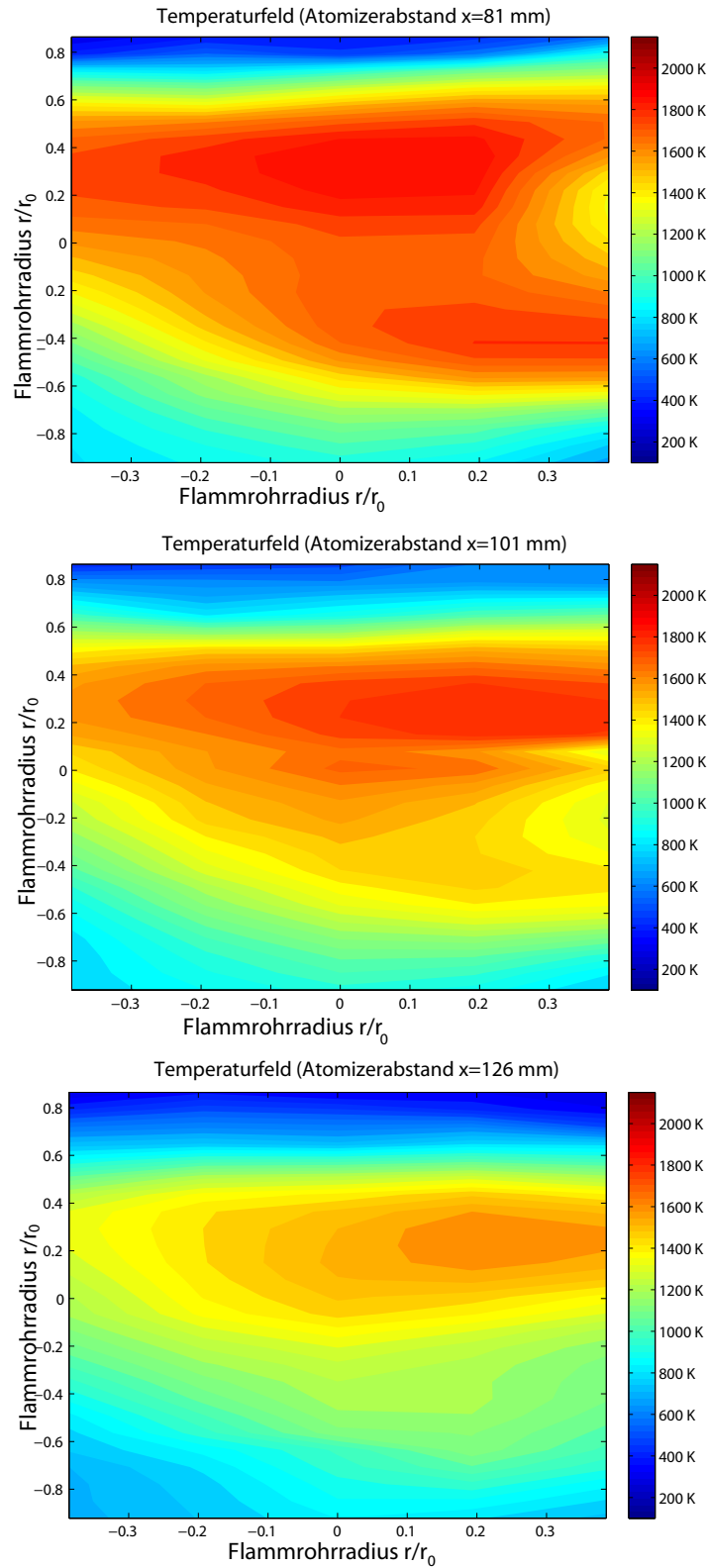


Abb. 6.23: Temperaturfelder innerhalb des Querschnitts der DBK für die axialen Abstände $x = 81$ mm, $x = 101$ mm und $x = 126$ mm gemessen mit Thermoelementen.

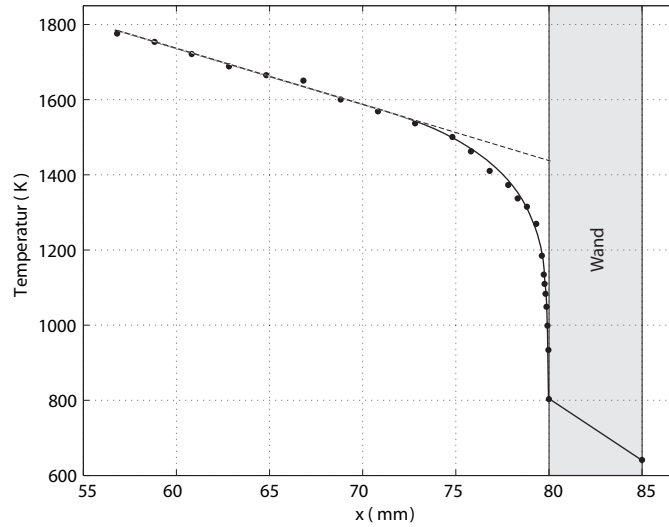


Abb. 6.24: Temperaturverlauf innerhalb der Strömung im reagierenden PDA-H1 Fall. Dargestellt ist der Temperaturverlauf entlang der Atomizerachse bei gleichzeitiger Anwesenheit eines von Kühlluft durchströmten Strömungshindernisses. Ausserhalb des Hindernisses wurde die Temperatur mit CARS bestimmt, in unmittelbarer Nähe mit Phospor-Thermometrie.

Die Abb. 6.23 zeigt die kompletten Messungen in Querschnitten, die verschiedene axiale Abstände darstellen. Die Maximalwerte des Heißgases nehmen mit wachsendem Atomizerabstand ab. Beim Abstand $x = 81$ mm beträgt die Maximaltemperatur 1919 K und geht dann über 1838 K ($x = 101$ mm) auf 1615 K beim Abstand von $x = 126$ mm zurück. Der Einfluss des gekühlten Flammrohrs und der asymmetrischen Anordnung der Quarzglasscheiben auf die gemessenen Temperaturfelder ist an allen vermessenen Positionen erkennbar.

Ergänzend zu den Thermoelementmessungen können die Ergebnisse von CARS-Messungen am EDS-EKT betrachtet werden [18]. Einzelne CARS-Messungen in Abwesenheit des Strömungshindernisses an der Stelle $x = 80$ mm lieferten einen Mittelwert der Temperaturen von 1593 K. Die absolute Standardabweichung der Mittelwerte der Messungen, bestehend aus jeweils 1000 Einzelschüssen, beträgt $\Delta T = 102$ K bei einer Anzahl von 47 Testmessungen. Die Schwankungen dieser Messungen setzen sich aus Anteilen der systematischen Unsicherheit der CARS-Messtechnik (≈ 20 K [16]) und Anteilen, die aus Schwankungen der Testanlage folgen, zusammen. Im Vergleich zum Temperaturwert der Thermoelementmessungen ($T_{W-TE-M} = 1746$ K) an der Stelle $x = 81$ mm liegt der CARS-Messwert im Rahmen der gegebenen Mess- und Modellungenauigkeiten der Thermoelementmessungen.

Zusätzlich wurden CARS-Messungen bei Anwesenheit eines Strömungshindernisses in der Brennkammer am EDS-EKT durchgeführt. Der gravierende Unterschied dieser Messungen zu den Thermoelementmessungen ist die Anwesenheit eines invasiv in die Strömung eingreifenden gekühlten Strömungshindernisses (in Abb. 6.24 grau dargestellt) anstelle der vorher betrachteten ebenfalls invasiven Thermoelemente. Die Messungen beinhalten sowohl die Messung der Gastemperaturen vor dem Strömungshindernis als auch die Messung der Oberflächentemperatur des Strömungshindernisses. Die Oberflächentemperaturen wurden mittels Phospor-Thermometrie bestimmt [16, 17]. Die Innentemperatur

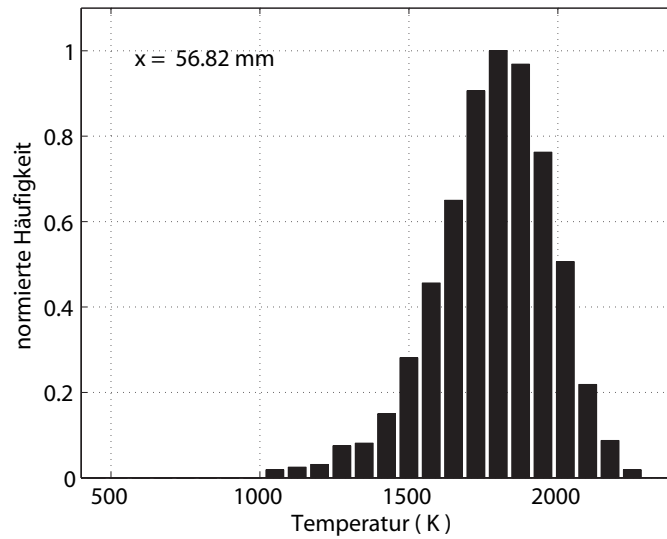


Abb. 6.25: Unimodale Temperaturverteilung von 1000 Einzelschüssen aus CARS-Messungen innerhalb der Brennkammer [18].

des von Kühlluft ($\dot{m} = 11,5 \frac{\text{g}}{\text{s}}$, $T = 20^\circ\text{C}$) durchströmten Hindernisses wurde durch ein Thermoelement (Typ K) erfasst. Das Strömungshinderniss wurde mittig und parallel zur z-Achse positioniert.

Die Messergebnisse stromauf des Aufbaus bei einer axialen Position von $x = 56,82 \text{ mm}$ entsprechen einer Position, an der der Einfluss der zusätzlich in die Brennkammer eingelassenen Kühlluft auf die gemessene Temperaturverteilung minimal ist. Ein Histogramm der Verteilung von 1000 Einzelschüssen ist in Abb. 6.25 dargestellt. Der Mittelwert dieser Verteilung liegt bei $T \approx 1775 \text{ K}$, wobei die absolute Standardabweichung $\approx 200 \text{ K}$ beträgt.

Wird der CARS-Temperaturverlauf im Bereich von 55 mm bis 70 mm linear angenähert, kann im Bereich des Strömungshindernisses ein Temperaturwert von $\approx 1440 \text{ K}$ extrapoliert werden (s. Abb. 6.24). Dieser abgeschätzte Wert liegt im Vergleich zu den unkorrigierten Thermoelementmessungen im Bereich der Ergebnisse der direkten, unkorregierten Messtemperatur und ist niedriger als die über das W-TE-M abgeschätzten Werte. Diese Differenz wird einerseits durch die unterschiedlichen Eingriffe in die Rezirkulationszone der Strömung und andererseits durch die vereinfachenden Annahmen des W-TE-M erklärt.

Zusammenfassend kann gefolgert werden, dass sich Eindüsensektoren aufgrund des gegebenen starken Einflusses der Flammrohrwände und Quarzglasscheiben auf die gemessenen Temperaturen nur bedingt für Temperaturmessungen eignen. Temperaturmessungen können durchgeführt werden, um Randbedingungen für die Validierung numerischer Simulationen zu liefern, sind aber aufgrund der Wandeinflüsse schwer auf reale Anwendungen übertragbar.

Kapitel 7

Ergebnisse am Eindüsensektor DLR (EDS-DLR)

7.1 Ergebnisse der spektroskopischen Messungen

Planare spektroskopische Messungen haben den Vorteil, großflächige Schnittbilder z. B. einer turbulenten Flamme zu liefern, die als Grundlage einer Interpretation der vorliegenden physikalischen und chemischen Bedingungen dienen können. Die Bestimmung von Abhebehöhe und Öffnungswinkel der Flamme aus Chemilumineszenzaufnahmen (s. Kap. 7.1.2) kann sowohl die Struktur als auch die Ausdehnung der Flamme beschreiben. Zusätzliche Informationen über die Verteilung des OH-Radikals innerhalb des Messvolumens, lassen auf die Lage der Reaktionszone schließen. Neben OH-LIF (s. Kap. 7.1.4), das diese Radikalverteilung visualisiert, wird die Kerosin-LIF (s. Kap. 7.1.3) angewendet, um die Eindringtiefe des Kraftstoffs zu bestimmen, so dass Aussagen über die Vermischung von Kraftstoff und Verbrennungsluft abgeleitet werden können.

7.1.1 Einzelbildaufnahmen

Die in Abb. 7.1 in Graustufen dargestellten absorptionskorrigierten Einzelschussaufnahmen stammen aus OH-LIF-Messungen an der Kerosinflamme (EDS-DLR-1, s. Tab. 4.1). Jedes Pixel dieser und der folgenden Bilder entspricht einer physikalischen Dimension von $0,281 \times 0,281$ mm, so dass sämtliche Darstellungen einen Bereich von 109×40 mm abdecken, sofern nicht anders erwähnt.

Die Einzelbildaufnahmen zeigen, exemplarisch für alle untersuchten Betriebspunkte, die stark verwinkelte Struktur der Flächen hoher OH-Konzentration, deren stochastische Verteilung die hohe Turbulenz der Strömung indiziert ($Re_{VL} = 115 - 254 \cdot 10^3$).

7.1.2 Chemilumineszenz

Zur Charakterisierung der Flammenstruktur und -länge werden sowohl die Abhebehöhe als auch der Öffnungswinkel der Flamme über die Chemilumineszenzverteilung bestimmt.

Die Abb. 7.2 zeigt die Verteilung der gemittelten Chemilumineszenz der turbulenten Kerosinflamme bei den drei untersuchten Betriebspunkten. Mit steigenden Massenströmen von Kraftstoff und Verbrennungsluft (EDS-DLR-1 bis EDS-DLR-3), steigt auch die Intensität der Chemilumineszenz, weil die Anzahl der Reaktanten pro Volumen bei gleich

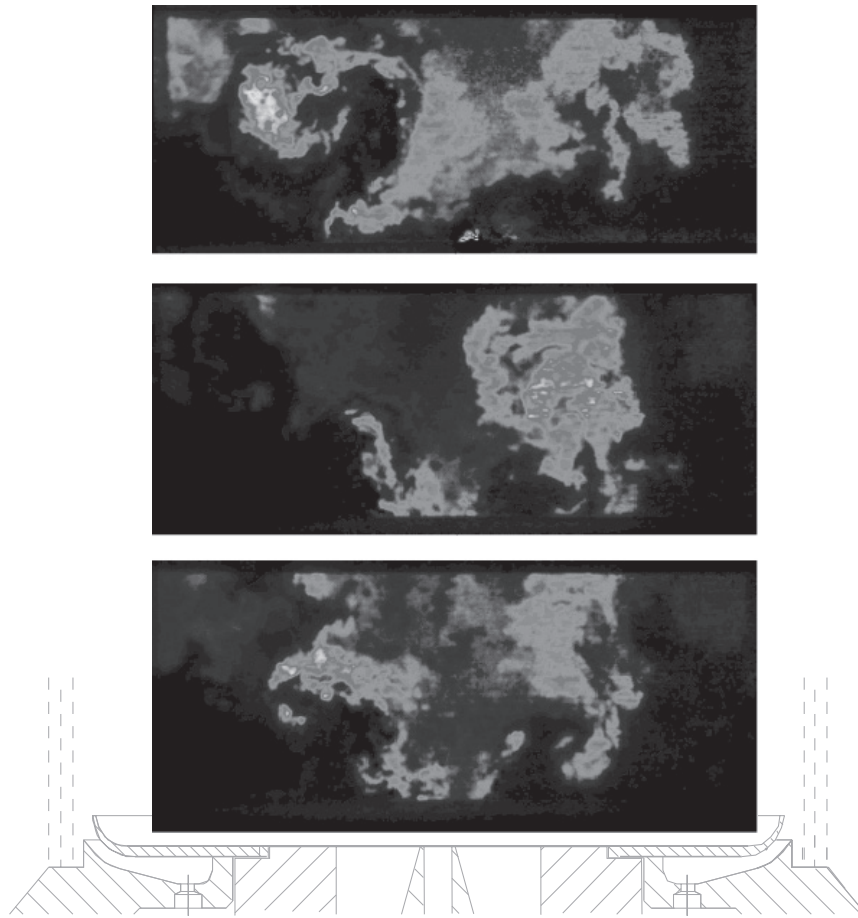


Abb. 7.1: OH-LIF-Einzelschussaufnahmen der turbulenten Kerosinflamme im EDS-DLR-1-Fall. Das detektierte OH-Radikal wird in Graustufen dargestellt (steigende Intensitäten von schwarz nach weiss).

bleibendem Äquivalenzverhältnis ϕ ebenfalls zunimmt. Der Maximalwert steigt dabei linear von 743 Zählern für den 4-bar-Fall auf 1056 Zähler für den 9-bar-Fall, was einem relativen Anstieg von 42% entspricht (s. Tabelle 7.1).

Aus den Chemilumineszenzaufnahmen folgt, dass die Flamme angelegt an den Drallbrenner brennt. Die Bestimmung der Winkel wurde an Isokonturlinien der Aufnahmen, deren Wert 70% der maximalen Intensität beträgt, abgeschätzt (s. Tab. 7.1 und Abb. 7.3). Der Öffnungswinkel der Flamme verkleinert sich bei steigendem Druck von 61° auf 52° , die Flamme brennt demnach bei steigendem Anlagendruck kompakter. Dies könnte an einer druckabhängigen verschnellerten Reaktionsgeschwindigkeit liegen, die durch die steigende Anzahl an Reaktionspartnern pro Volumen bedingt ist.

Die rechte Spalte der Abb. 7.2 zeigt ebenfalls die von der Chemilumineszenzkamera (Kamera 1, s. Abb. 4.3) aufgezeichneten Chemilumineszenzverteilungen. Diese wurden mittels einer Abeltransformation [19] bei gegebener Rotationssymmetrie in 2D-Ausschnitte umgerechnet, um eine bessere Vergleichbarkeit mit den planaren Messtechniken OH- und Kerosin-LIF zu erreichen.

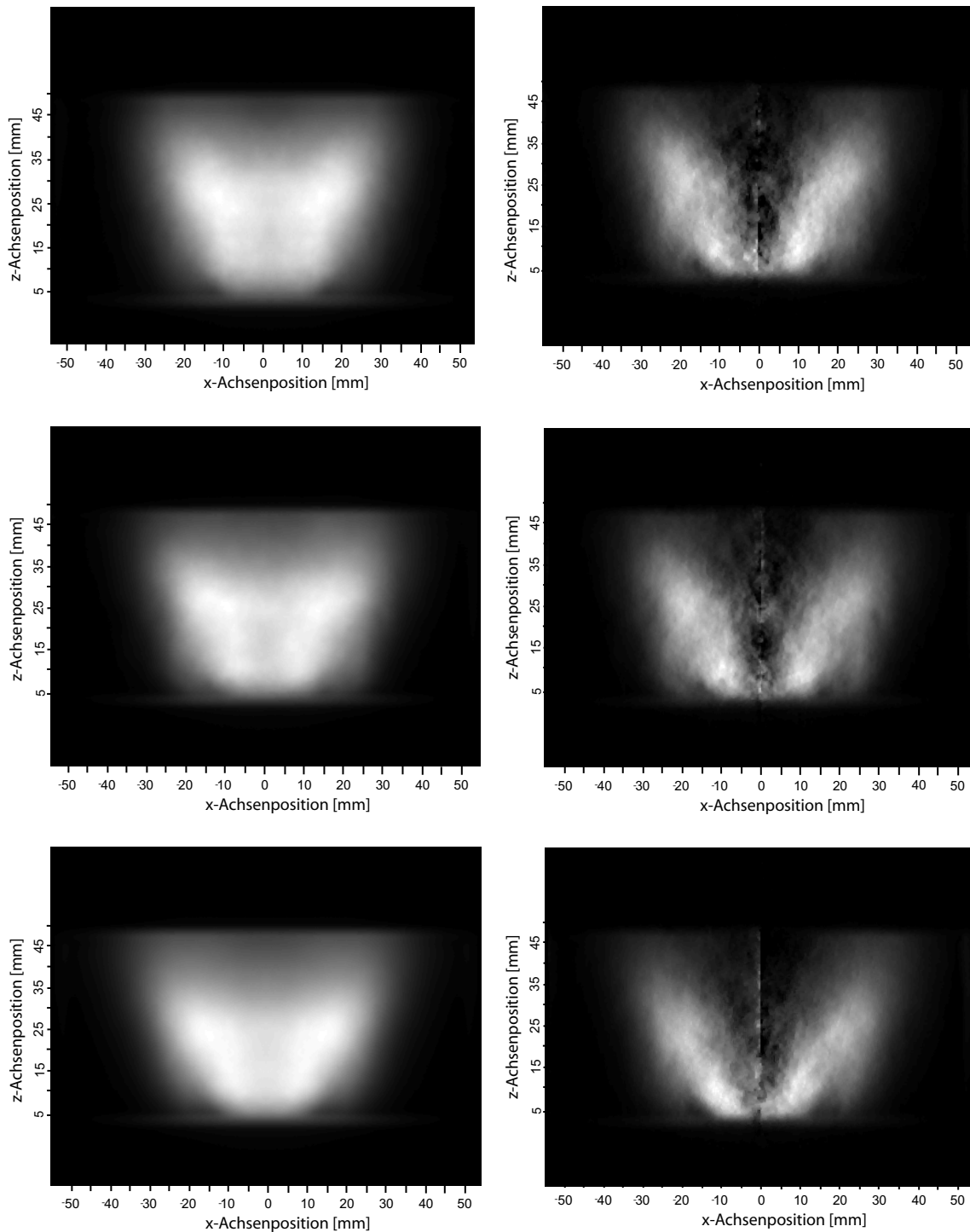


Abb. 7.2: Links: Chemilumineszenzmittelwerte der Kerosinflamme bei 4 bar (Oben), 6 bar (Mitte) und 9 bar (Unten); Rechts: Integrales Spektrum der Chemilumineszenz mittels Abeltransformation in die radiale Darstellung überführt.

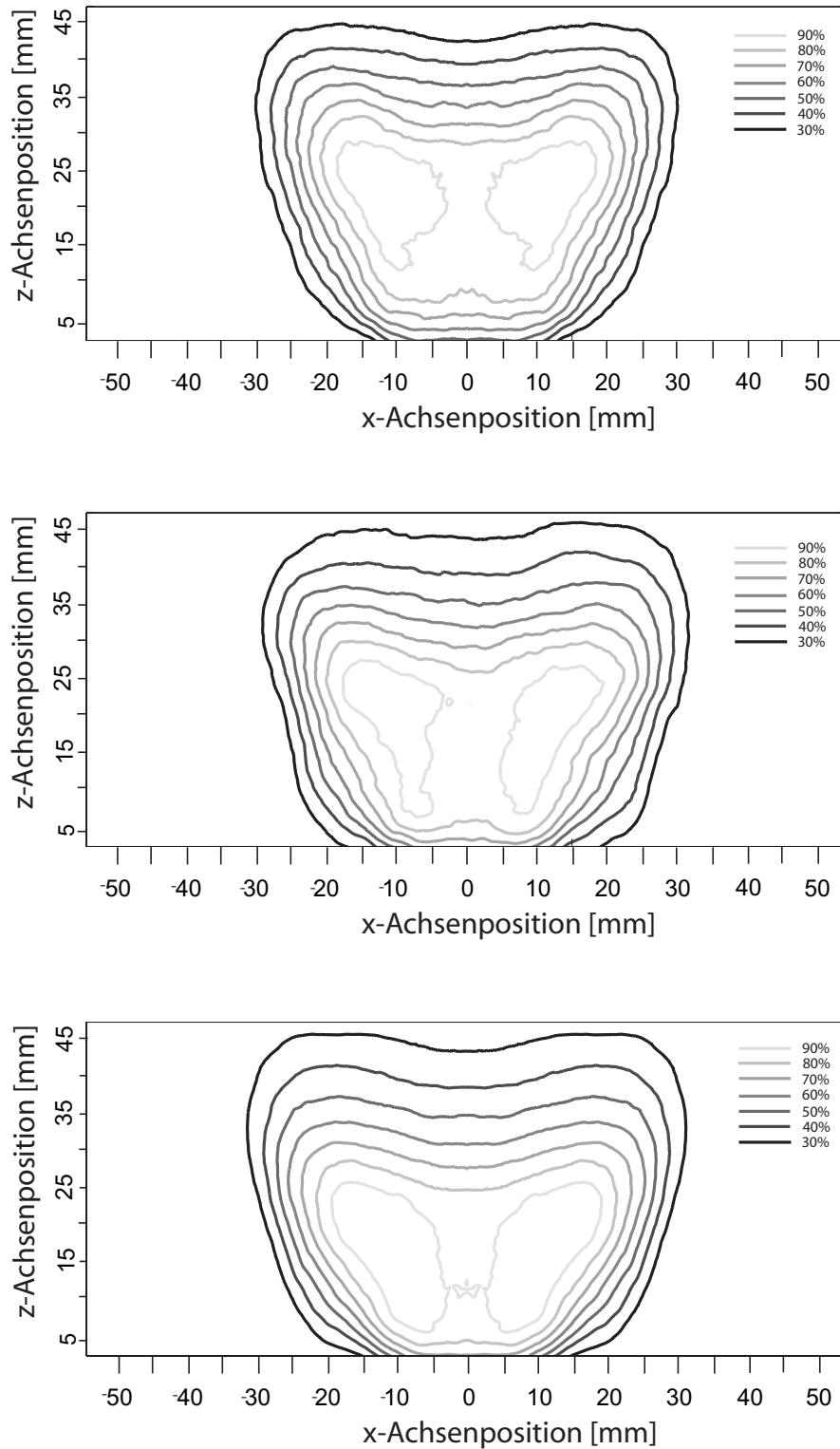


Abb. 7.3: Darstellung der Chemilumineszenz für 4bar (oben), 6bar (mittig) und 9bar (unten). Mit den Graustufen sind in der Abstufung von hell nach dunkel die Konturlinien von 30, 40, 50, 60, 70, 80 und 90% des Maximalwerts dargestellt.

Tab. 7.1: Öffnungswinkel der Chemilumineszenz und die entsprechenden Maximalwerte für die unterschiedlichen Testfälle. Intensitätswerte und Öffnungswinkel wurden anhand der 70% bzw. 90% Isokonturlinien aus Abb. 7.3 bestimmt.

Kammerdruck [bar]	Öffnungswinkel der Chemilumineszenz- verteilung [°]	Maximaler Intensitätswert	Abhebehöhe der Flamme [mm]
	70% des Maximal- werts	Zähler	90% des Maxi- malwerts
4	61	743	12,5
6	58	885	7,4
9	52	1056	6,6

Tab. 7.2: Tabelle der Kerosineindringtiefen für die 5%- bzw. 50%-Isokonturlinien. Die angegebenen Werte beziehen sich auf die Abstände der Isokonturlinien zur Düse und sind auf die Mittelpunktachse der Düse bezogen. Die Angaben zur 5%-Isokonturlinie beinhaltet zusätzlich den gemittelten maximalen Abstand der Kerosineindringtiefe (zweiter angegebener Wert).

Kammerdruck [bar]	Penetration des Kerosins	Penetration des Kerosins
	5% des Maxi- malwerts	50% des Maxi- malwerts
4	8,8mm/19,9mm	4,9mm
6	9,7mm/22,8mm	5,2mm
9	9,1mm/17,9mm	4,9mm

7.1.3 Kerosin-LIF

Die Eindringtiefe des verdampften Kerosins in die Brennkammer wird in der linken Spalte der Abbildung 7.4 für die Fälle EDS-DLR-1 bis EDS-DLR-3 dargestellt.

Die Grafiken in Abb. 7.5 zeigen Isolinien der Kraftstoffkonzentration (25, 50 und 75% des Maximalwerts), die in der Nähe der Düse lokalisiert werden können. Der Ausschnitt umfasst, im Gegensatz zu den anderen Aufnahmen, einen reduzierten physikalischen Bereich von 110×29 mm zur Hervorhebung von Bereichen hoher Kerosinkonzentration im Drallbrennernahbereich. Eine Erhöhung des Anlagendrucks führt zu keiner signifikanten Änderung der Verteilung des Kraftstoffs. Die Bereiche der höchsten Konzentration des Kraftstoffs (50 und 75%) sind in der unmittelbaren Nähe der Düse anzutreffen, wohingegen der Bereich der geringeren Konzentration (25%) weiter in die Kammer hineinragt und sich mit der aus den OH-LIF Messungen bestimmten Position der Flamme deckt. Die Eindringtiefe des Kerosins entlang der zentralen Düsenachse variiert in Absolutwerten kaum und beträgt 4,9 mm im 4bar- und 9bar-Betriebspunkt bzw. 5,2 mm beim 6bar-Betriebspunkt (s. Tab. 7.2).

Aufgrund der düsennahen Verteilung des Kraftstoffs und der kompakten, aus der Turbulenz begründbaren, schnellen Mischung des Kraftstoffes mit Luft im Nahfeld der Düse brennt die turbulente Kerosinflamm am Drallbrenner angelegt.

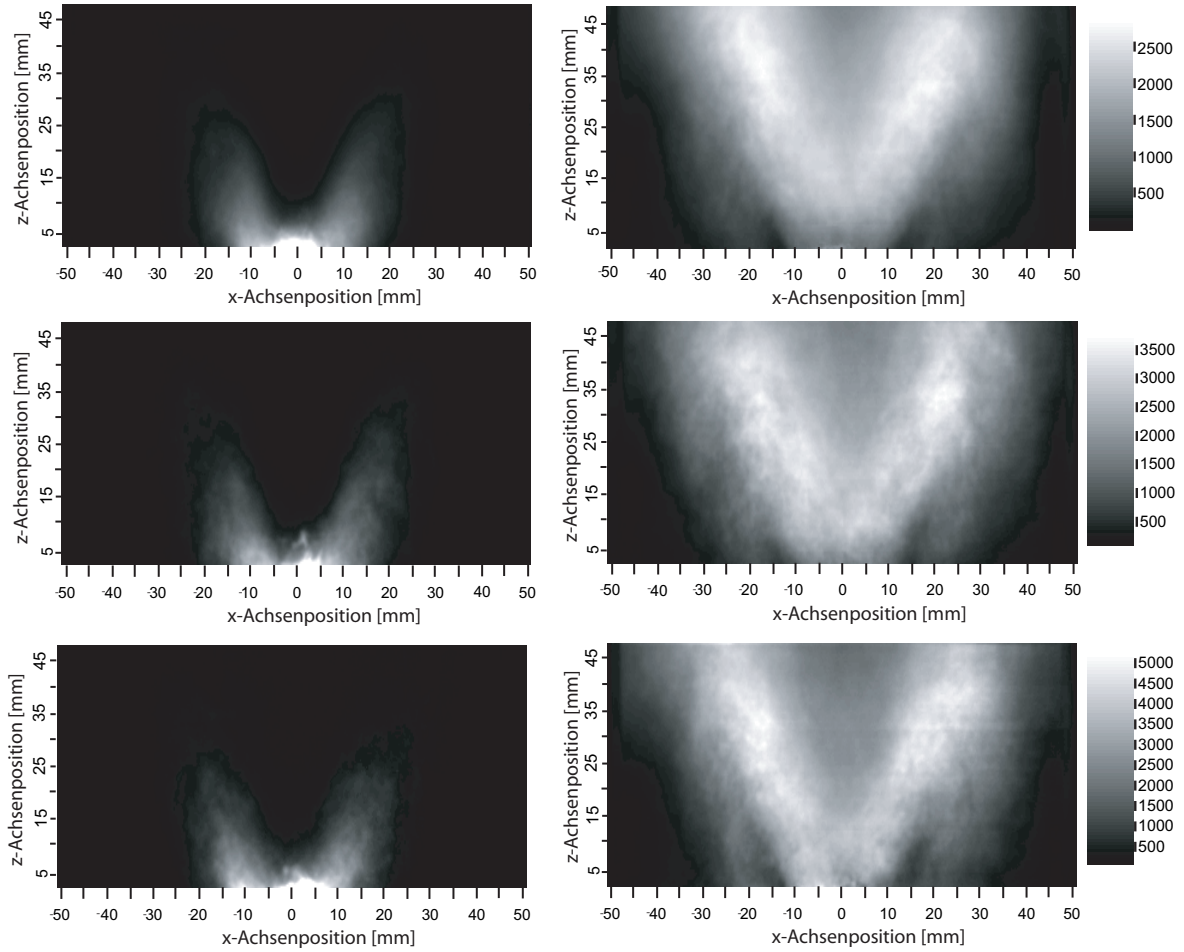


Abb. 7.4: Linke Spalte: Gemittelte Kerosinverteilung in der Brennkammer bei 4bar (Oben), 6bar (Mitte) und 9bar (Unten) Kammerdruck; Rechte Spalte: Gemittelte OH-Verteilung in der Brennkammer bei 4bar (Oben), 6bar (Mitte) und 9bar (Unten) Kammerdruck.

7.1.4 OH-LIF

Zur genaueren Bestimmung der Flammenfront bzw. der Reaktionszone, werden Aufnahmen des OH-Radikals untersucht. Die gemittelte OH-Verteilung innerhalb des Messvolumens ist in der rechten Spalte von Abb. 7.4 dargestellt. Die OH-Konzentrationsverteilungen der untersuchten Flammen werden aus den OH-LIF-Signalintensitäten bestimmt, indem sie mit einer vorherigen Kalibrationsmessung abgeglichen werden. Die Kalibrationsmessung wurde mit einer vorgemischt und laminar brennenden CH_4 -Flamme des Coflame-Brenners der DLR-VT Stuttgart [37, 109] in Hochdruckumgebung durchgeführt.

Mit steigendem Verbrennungsdruck und daraus resultierendem Anstieg des Kraftstoffmassenflusses werden höhere maximale und mittlere OH-Verteilungsintensitäten gemessen. Die OH-Konzentration steigt nahe der Düse von $2883 \cdot 10^{13} / \text{cm}^3$ bei 4bar-Betriebspunkt (EDS-DLR-1, Position des Maximums) auf $5134 \cdot 10^{13} / \text{cm}^3$ bei der entsprechenden Position im 9bar-Betriebspunkt (EDS-DLR-3) (s. Tab. 7.3).

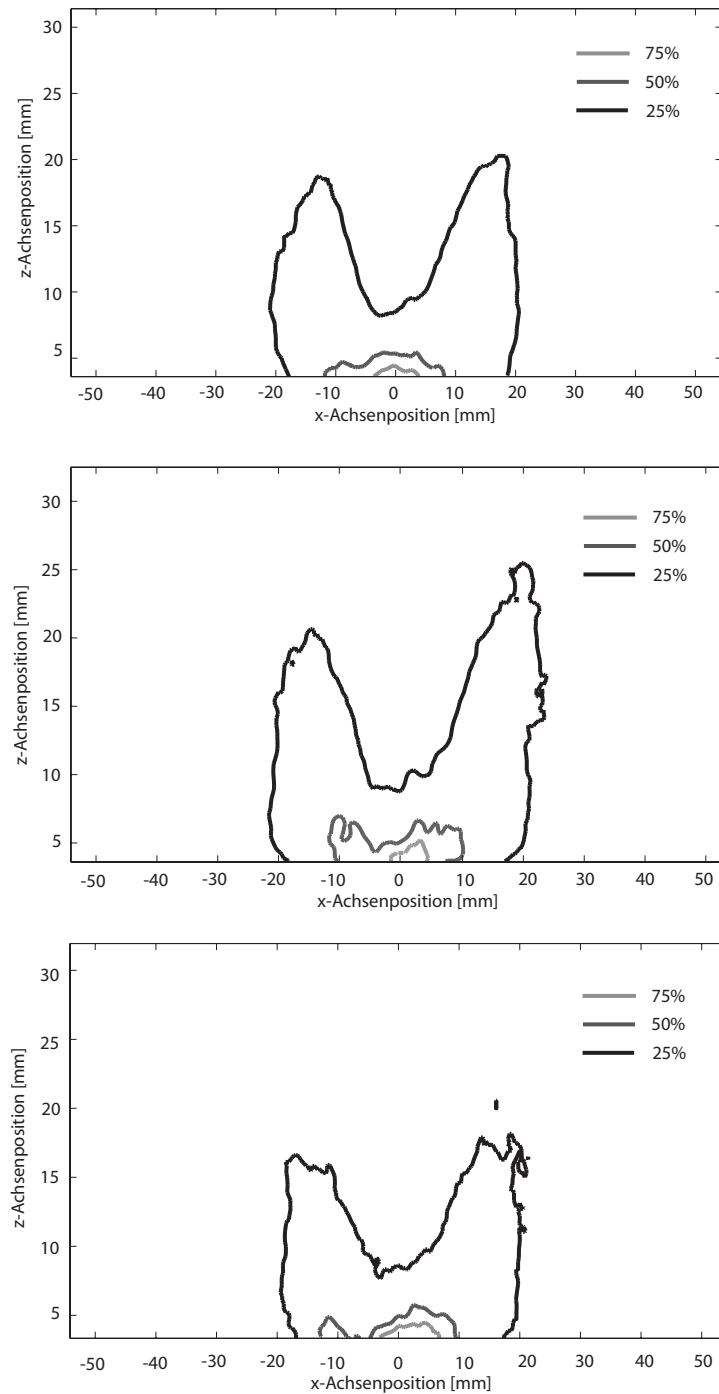


Abb. 7.5: Darstellung der Kerosin-LIF Verteilungen durch die Isokonturlinien bei 25, 50 und 75% des Maximalwerts für den 4 (oben), 6 (mittig) und 9bar (unten) dargestellt.

Tab. 7.3: Öffnungswinkel und OH-Konzentrationen bzw. OH-Maximalwerte. Der Öffnungswinkel wird über eine Mittelung des linken und rechten Flügels der 70%-Isokonturlinien bestimmt.

Kammerdruck [bar]	Öffnungswinkel der OH-Radikal- Verteilung [°]	OH-Radikal- Konzentration $\left[\frac{10^{13}}{\text{cm}^3}\right]$
	70% des Maxi- malwerts	Maximalwert
4	46	2883
6	46	3677
9	46	5134

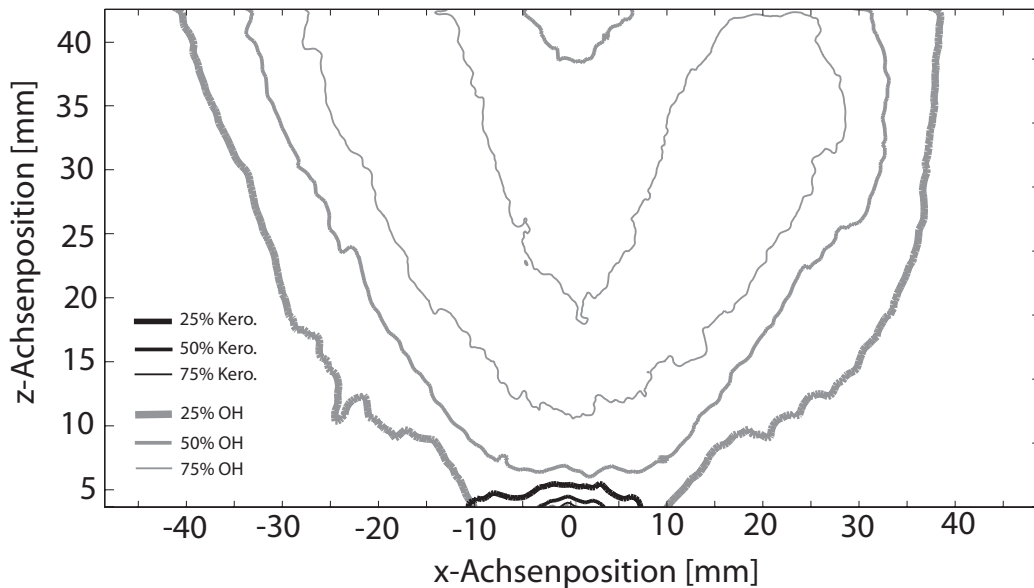


Abb. 7.6: Darstellung der OH-Verteilungen (graue Isolinien) verglichen mit Kerosinverteilungen (schwarze Isolinien) für den Betriebsfall EDS-DLR-1.

Die OH-Verteilung in der Nähe der Hauptreaktionszone wird der Flammenfront zugeordnet [21], wohingegen Teile der OH-Verteilung im mittleren oberen Bereich der Bilder wahrscheinlich aus Dissoziationsreaktionen des rezirkulierenden heißen Abgases stammen. Eine simultane Darstellung der OH-Verteilung und der Kerosinpenetration in die Brennkammer ist in Abb. 7.6 gegeben.

Das vorverdampfte, unverbrannte Kerosin kann hauptsächlich in der Nähe der Düse lokalisiert werden, während sich die Verteilung des OH-Radikals tiefer in der Brennkammer und mit Schwerpunkt im Gebiet der Flamme befindet (s. auch Abb. 7.3, 7.5 und Abb. 7.7).

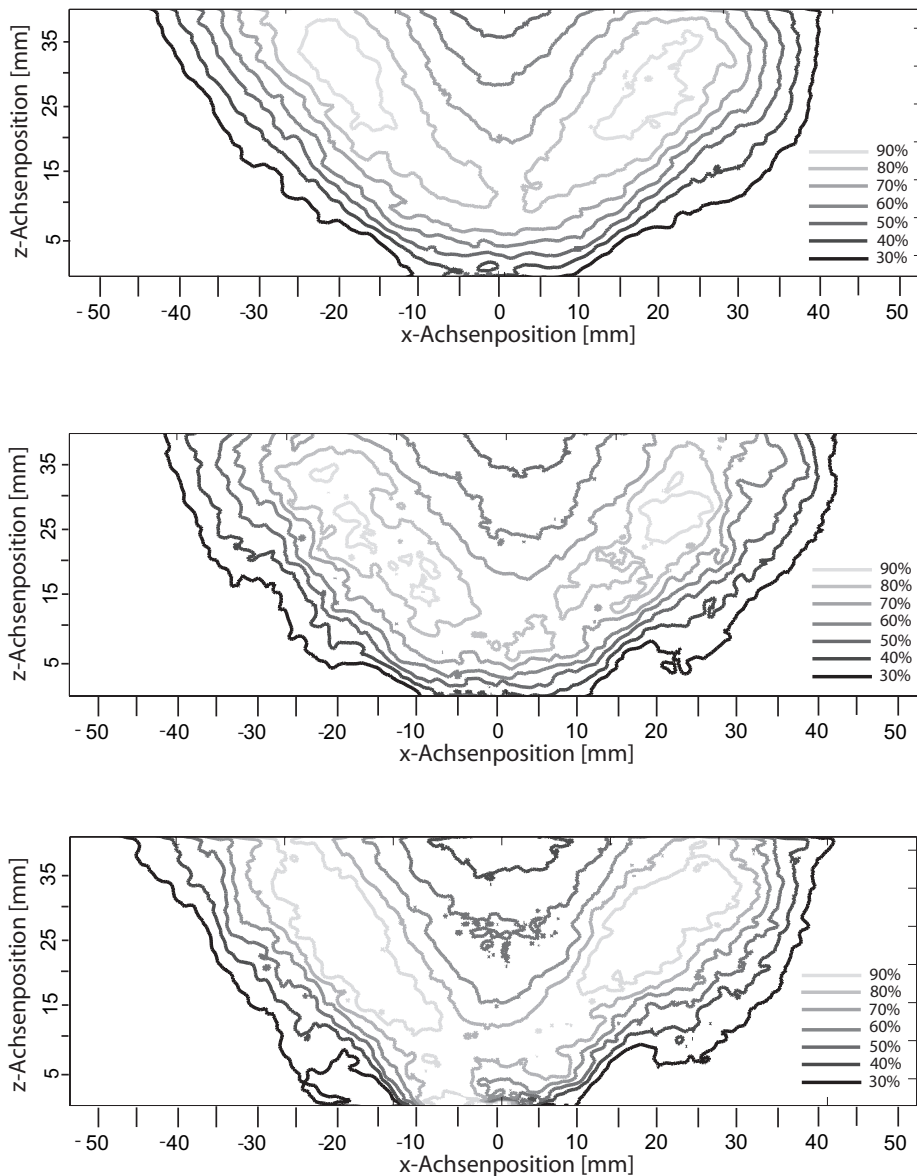


Abb. 7.7: Darstellung der OH-Verteilungen für den 4 (Oben), 6 (Mitte) und 9bar (Unten). Mit den Graustufen sind die Isokonturlinien von 30, 40, 50, 60, 70, 80 und 90% des Maximalwerts dargestellt.

7.2 Charakterisierung des Strömungsfelds

Eine Untersuchung des Strömungsfelds bietet die Möglichkeit eine turbulente Strömung auf charakteristische Eigenschaften zu untersuchen. Die Erstellung einer fundierten und möglichst vollständigen Datenbasis bildet den Grundstein für die Validierung numerischer Simulationen. Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der LDA-Geschwindigkeitsmessungen am EDS-DLR im Hinblick auf typische Eigenschaften einer verdrallten Strömung vorgestellt.

Die Geschwindigkeitskomponenten wurden in zwei einzelnen Messungen aufgezeichnet. Durch das Verfahren der Testanlage in x -Richtung kann die axiale u - und die tangentiale

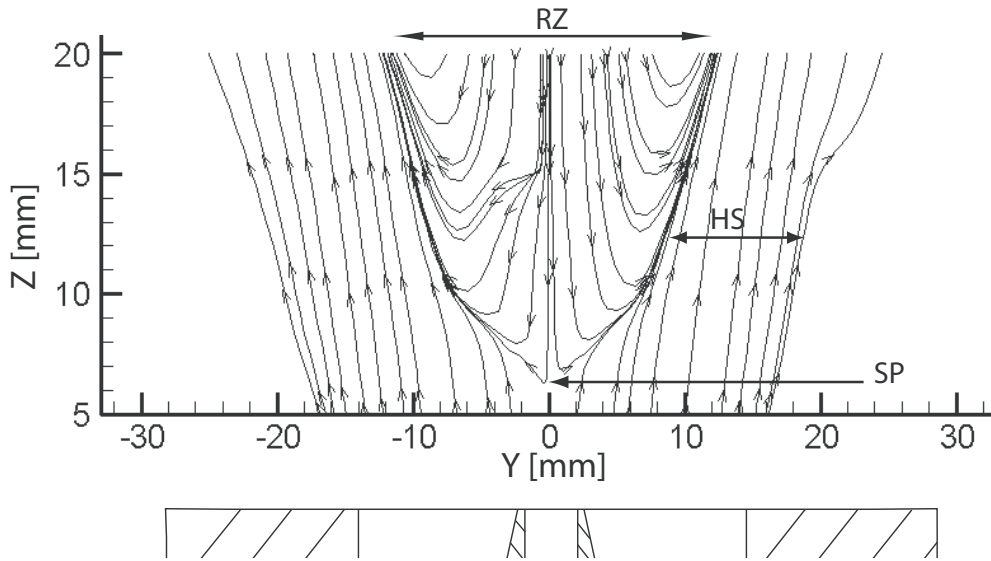


Abb. 7.8: Stromlinien der Geschwindigkeitsverteilung der u- und v-Komponente im EDS-DLR.

w -Komponente erfasst werden. Durch Traversieren der Anlage in y -Richtung wird die radiale v -Komponente und wiederum die axiale u -Komponente gemessen. Ein mit Tecplot generierter und interpolierter Stromlinienplot [107], der auf den gemessenen Geschwindigkeitskomponenten u und v aus dem Betriebspunkt EDS-DLR-1 basiert, ist in Abb. 7.8 dargestellt. Die Hauptcharakteristika der turbulenten Strömung sind eine definierte Rezirkulationszone, das Auftreten eines Stagnationspunkts und eine sich spreizend öffnende Hauptströmung (s. Abb. 7.8). Ein Stagnationspunkt konnte beim axialen Abstand von $z = 6$ mm am Punkt $x, y = (0; 0)$ mm nachgewiesen werden, der zugleich das Ende der von der Hauptströmung umströmten Rezirkulationszone beschreibt. Diese ausgeprägte Rezirkulationszone verkleinert sich, von einem Durchmesser von $d_{RZ} = 20$ mm, bei einem Düsenabstand von $z = 20$ mm, auf einen Durchmesser von $d_{RZ} = 14$ mm, bei einem kleinerem Düsenabstand von $z = 10$ mm.

Die maximale positive (negative) axiale Geschwindigkeit wurde bei der axialen Position von $z = 5$ mm [20 mm] am Punkt $(0; 12)$ mm [(0; 0)] mm gemessen, wo Geschwindigkeiten von $76 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ [$40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$] auftreten. Die maximale radiale Geschwindigkeit beträgt $31 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei einer axialen Distanz von $z = 15$ mm am Punkt $(0; -18)$ mm. Die maximale tangentielle Geschwindigkeit im Strömungsfeld beträgt $59 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei einem axialen Abstand von $z = 5$ mm am Punkt $(0; -12)$ mm (s. Abb. 7.9 und 7.10). Die ausgewählten axialen Düsenabstände betragen $z = 5, 10, 15$ und 20 mm. Messungen von Profilen mit größerem axialen Düsenabstand z wurden aufgrund der innerhalb der Flamme auftretenden geringeren Luft- und damit geringeren Seedingdichte nicht durchgeführt. Die äquidistanten Abstände zwischen den Messpunkten auf einer Messlinie betragen $\Delta x = \Delta y = 2$ mm. Die radiale Geschwindigkeitsmessung in positiver y -Richtung war aufgrund einer beschränkten Traversierbarkeit der Testanlage in y -Richtung nur bis zu einem Wert von $y = 12$ mm möglich. Die Bulk-Geschwindigkeit der Verbrennungsluft beträgt $53 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei einem axialen Abstand von $z = 1$ mm.

Die Graphen 7.9 und 7.10 zeigen eine mit dem Düsenabstand wachsende, sich radial öffnende Verschiebung der Verteilungen, während die Maximalwerte der axialen und tan-

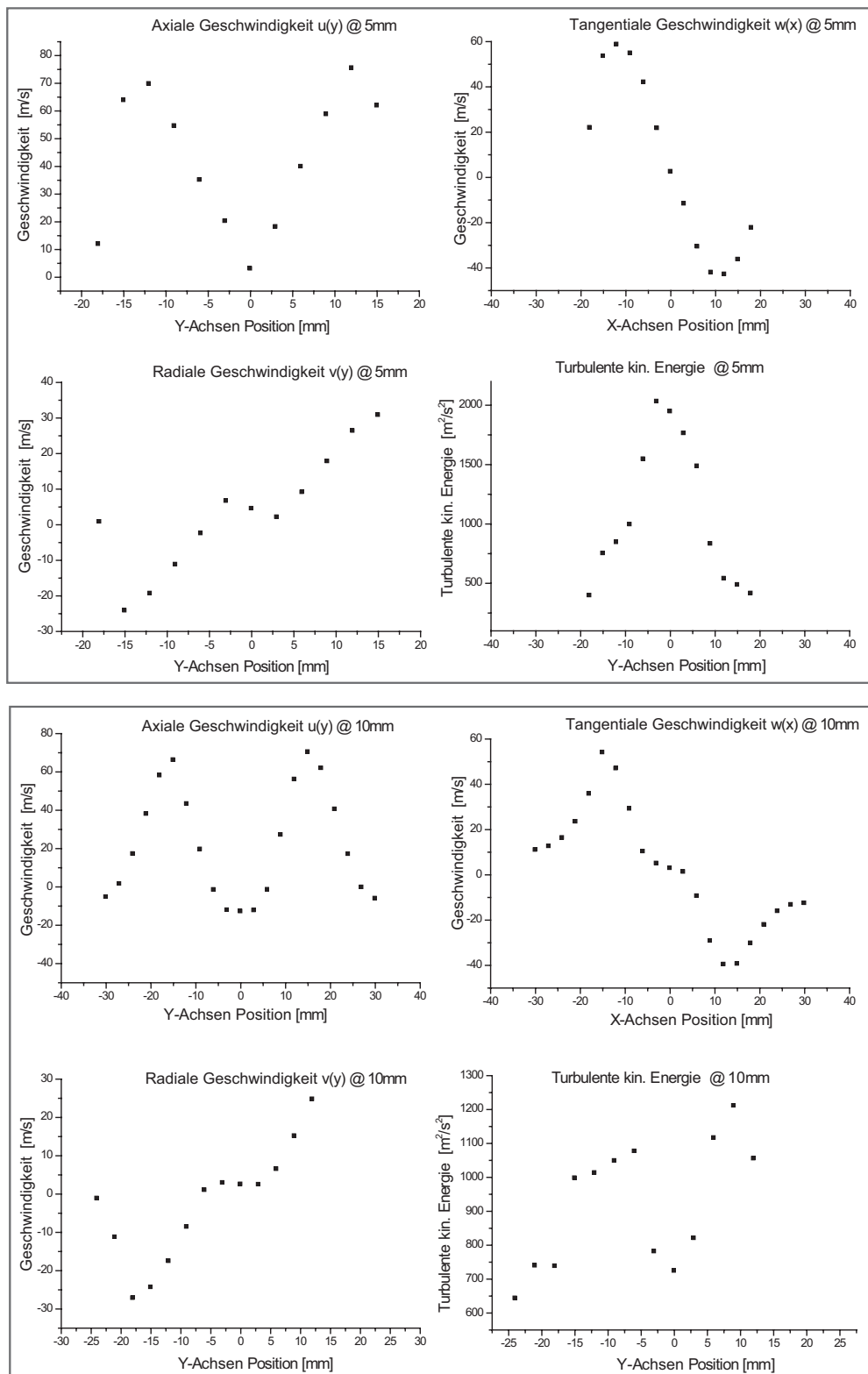


Abb. 7.9: Die radiale Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten u, v, w und die TKE für die Distanzen $z = 5\text{ mm}$ und $z = 10\text{ mm}$ entfernt von der Düse.

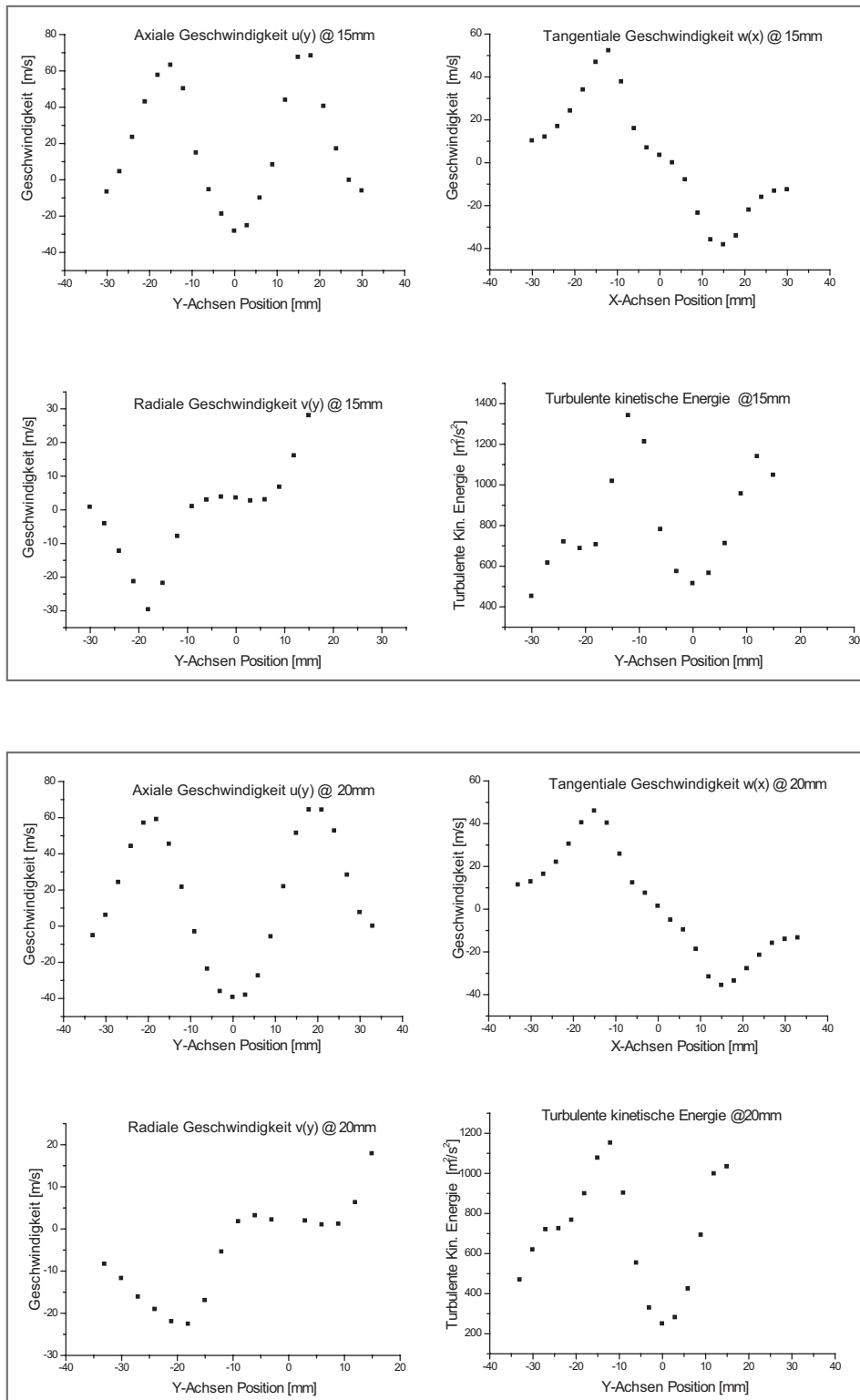


Abb. 7.10: Die radiale Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten u, v, w und die TKE für die Distanzen $z = 15\text{ mm}$ und $z = 20\text{ mm}$ entfernt von der Düse.

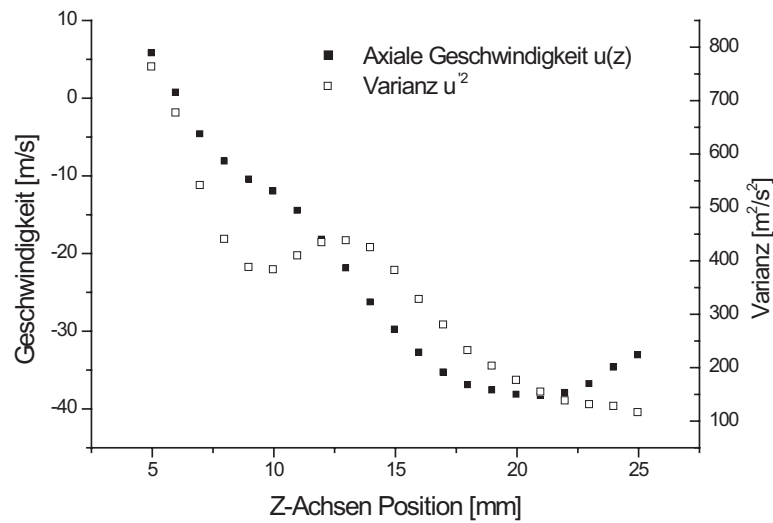


Abb. 7.11: Verlauf der Axialgeschwindigkeit u und Varianz der Axialgeschwindigkeit entlang der Mittelachse.

gentialen Geschwindigkeitskomponente mit wachsenden Düsenabstand abnehmen. Eine Ausnahme davon bildet die radiale Geschwindigkeitskomponente, die beim Düsenabstand $z = 15$ mm ihren Maximalwert erreicht. Die kleineren radialen Geschwindigkeiten bei Düsenabständen bis $z = 10$ mm sind aus der an diesen Stellen seltener auftretenden Anwesenheit der turbulenten Kerosinflamme erklärbar. LDA-Messungen in einem vergleichbaren nicht-reagierenden Fall, die dies verifizieren könnten, liegen nicht vor. Der Maximalwert der turbulenten kinetischen Energie TKE, $k = 2029 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$, wurde in der ausgeprägten Scherschicht bei $z = 5$ mm am Punkt $(0; -3)$ mm gefunden, der Minimalwert der turbulenten kinetischen Energie $k = 1151 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$ wurde bei einem maximalen axialen Abstand von $z = 20$ mm am Punkt $(0; -12)$ mm gefunden. Die turbulente Strömung besitzt an diesen drallbrennerfernen Positionen weniger turbulente kinetische Energie, weil bereits ein großer Teil der Wirbelenergie dissipiert ist (vergl. Kapitel 2.1).

Sowohl die Verteilung der gemessenen mittleren Geschwindigkeiten, als auch die Verteilung der TKE zeigten ein nahezu achsensymmetrisches Verhalten, so dass der Einfluss der quadratischen und damit asymmetrischen EDS-DLR-Brennkammer auf die Strömung und auf die gemessenen Geschwindigkeitsmittelwerte als gering angenommen werden darf.

Die in Abb. 7.11 dargestellte Axialgeschwindigkeit entlang der Mittelachse $u(z)$ zeigt bei $z = 6$ mm den Stagnationspunkt der Strömung (s. auch Abb. 7.8). Weiterhin kann ein Minimum der Mittelwerte der axialen Geschwindigkeit bei $z = 20$ mm detektiert werden. Das in Abb. 7.11 gezeigte Maximum im Verlauf der Varianz $u'^2(z)$ stammt aus dem Bereich, in dem der Dichtegradient, der aus der Dichtedifferenz von Bereichen vor und hinter der Flammenfront stammt, besonders hohe Werte annimmt. Der aus dem Temperaturgradienten entstehende Dichtegradient führt zu diesem lokalen Maximum der axialen Fluktuation.

Die Ergebnisse der spektroskopischen Messungen deuten durch die gemessenen Verteilungen der Konzentrationen auf die Beeinflussung der Verbrennung durch das vorherr-

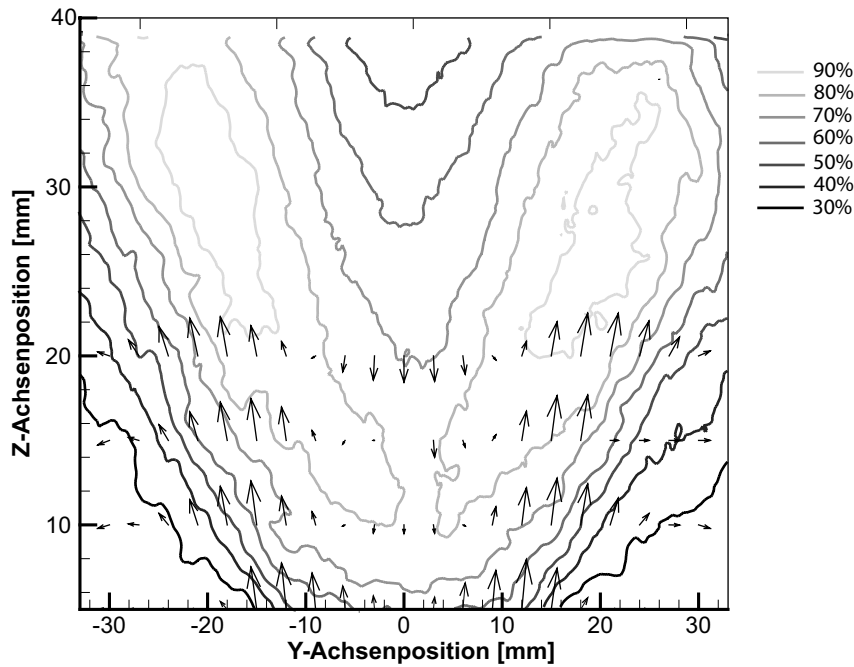


Abb. 7.12: Darstellung des vektoriellen Geschwindigkeitsfeldes in Bezug zur spektroskopisch ermittelten OH-Verteilung in Isokonturlinien.

schende Strömungsfeld hin. Abbildung 7.12 zeigt simultan den gemessenen Stromlinienplot und die korrespondierende OH-Verteilung im 4bar-Betriebsfall. Durch Geschwindigkeitsvektoren des Strömungsfeldes, die den Transport von Kerosindampf aus der Düsenähe in den Brennraum veranschaulichen, kann die in den planaren spektroskopischen Messungen vorgefundene V-förmige Struktur der Flamme erklärt werden.

7.3 Ergebnisse der LDA-Zeitreihenaufnahmen

Die Aufnahmen der Zeitreihen dienen dem Auffinden möglicher kohärenter Strukturen, die der Strömung durch die Düse aufgeprägt werden. Für den Betriebsfall EDS-DLR-1 wurden Zeitreihen jeweils im axialen Abstand $z = 5 \text{ mm}$ mit einer Gesamtzahl an Samples $N_s > 1 \cdot 10^6$ und Datenraten $DR > 1 \text{ kHz}$ aufgenommen. Die Positionen wurden dabei so gewählt, dass sich die Messungen am Ort maximaler Fluktuation oder maximaler mittlerer axialer Geschwindigkeit der Strömung befinden (s. Abb.6.3, Kap.6.2).

Aufgrund der nahezu achsensymmetrischen Verteilung der Geschwindigkeitsprofile (s. Abb. 7.9 und Abb. 7.10) wurden einzelne, repräsentative Messpunkte ausgewählt und analysiert. Aus den Zeitreihenmessungen wurden Autokorrelationen berechnet, deren Verlauf in Abb. 7.13 dargestellt ist. Dem zeitlichen exponentiellen Abfall der Autokorrelation ist eine periodische Oszillation überlagert. Die enthaltenen Frequenzen können nach einer Fouriertransformation extrahiert werden.

Die Abbildung 7.14 zeigt die abgeleiteten Energiedichtespektren. Die Oszillationsfrequenz der Autokorrelationen können aus den Peakwerten des Energiedichtespektrums abgeleitet werden ($f_1 = 1500 \text{ Hz}$, s. Abb. 7.14, links, bzw. $f_2 = 1450 \text{ Hz}$, s. Abb. 7.14 rechts).

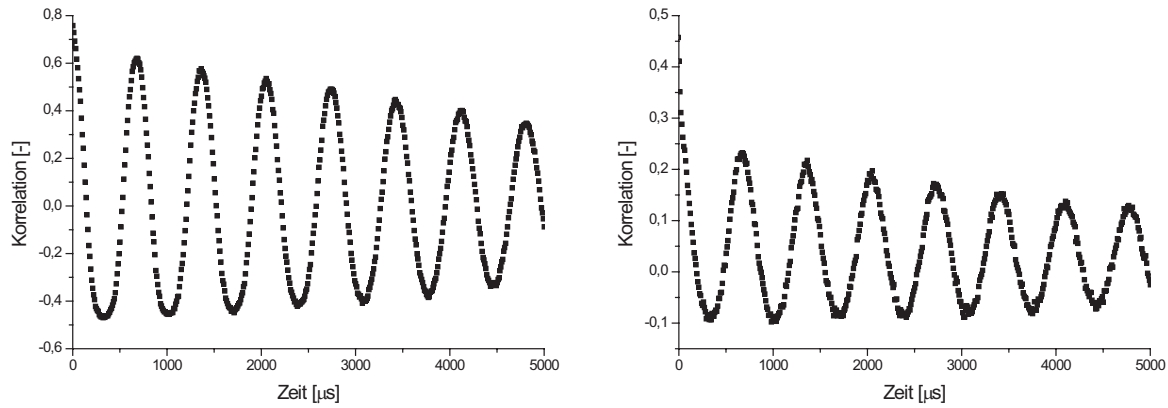


Abb. 7.13: Verlauf der zeitlichen Autokorrelationen am Ort maximaler mittlerer axialer Geschwindigkeit (links) bzw. maximaler Fluktuation (rechts).

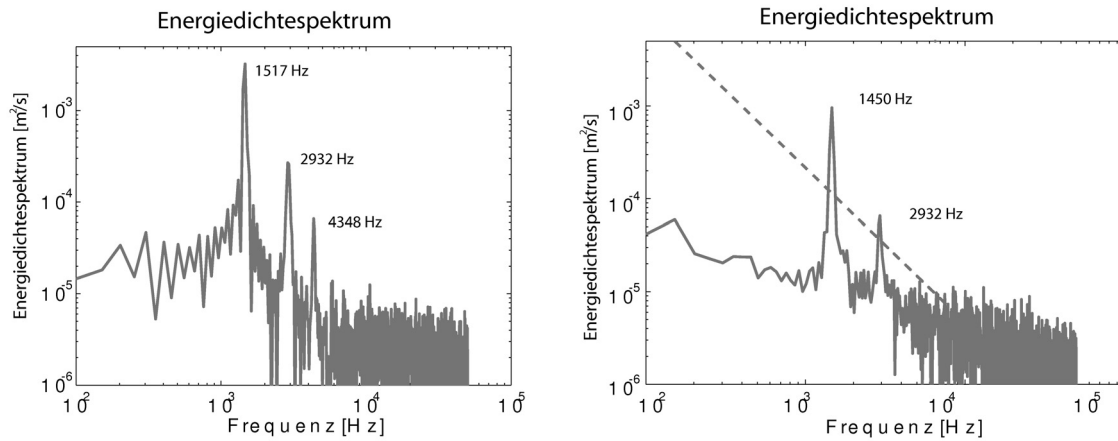


Abb. 7.14: Energiedichtespektren der in Abb. 7.13 dargestellten Autokorrelationen. Die gestrichelte Linie entspricht der $k \approx -\frac{5}{3}$ -Steigung für isotrope Turbulenz.

Beiden Graphen kann die erste harmonische Frequenz $f_3 = 2932 \text{ Hz}$ der Frequenzen f_1 und f_2 entnommen werden. Aus den Hochdruckmessungen des Airblast-Atomizer (s. Kap. 6.2) kann abgeleitet werden, dass diese Frequenz bei Betriebsfällen mit höherem Druck erhalten bleiben. Der Abb. 7.14 ist zu entnehmen, dass sich der Verlauf der Energiedichtespektren ab $f > 1.5 \text{ kHz}$ einer $k \approx -\frac{5}{3}$ -Steigerung annähert, was dem Trägheitsbereich des theoretischen Spektrums isotroper, abklingender Turbulenz entspricht.

Kapitel 8

Diskussion der Ergebnisse

Dieses Kapitel fasst die Ergebnisse der verschiedenen Experimente, die in den beiden vorhergehenden Kapiteln vorgestellt wurden, zusammen und setzt diese zueinander in Bezug. Die Vergleichbarkeiten der Untersuchungen an den Eindüsenektoren EDS-EKT und EDS-DLR soll trotz ihrer Unterschiede anhand grundsätzlicher Ähnlichkeiten der Umgebungsbedingungen gezeigt werden.

Das mittels LDA vermessene Strömungsfeld der Verbrennungsluft, das durch die Verdrallung des Airblast-Atomizers hervorgerufen wird, zeigt die typischen Eigenschaften einer turbulenten, verdrallten Strömung. Die sich bei hohem Drall ausbildende und der Stabilisierung der turbulenten Flamme dienende Rückströmung der Verbrennungsluft reicht nach Abb. 6.1 bis nah an den Atomizer heran. Diese Rückführung von heißen Reaktionsprodukten der Verbrennung und das zusätzliche Rückschlagen der Flamme bewirken eine beschleunigte Verdampfung der Tropfen in diesem Bereich. Erkennbar ist dies durch die Abwesenheit von Tropfen unmittelbar zwischen den Flügeln des Sprays in den reagierenden PDA- und Mie-Messungen (s. Abb. 6.10 und Abb. 6.20). Diese Interaktion von Flamme und Spray erklärt auch die ermittelte Winkelverbreiterung der Sprayflügel im reagierenden Mie-Detektions-Fall (s. Abb. 6.20). Die Anzahl gemessener Tropfen im Atomizernahgebiet nimmt im reagierenden Fall durch die schnellere Verdampfung in heißerer Umgebung ab, dies führt aufgrund der neuen Sprayform zu der gemessenen Spraywinkelerhöhung (s. Tab. 6.3).

In allen reagierenden und nicht-reagierenden Sprayvermessungen ist die Abwesenheit von Tropfen zwischen den Sprayflügeln zusätzlich anhand der turbulenten Strömung der Verbrennungsluft und der kleinen Tropfengröße zu erklären. Die aus der Höhe der Reynoldszahlen ableitbare und durch die turbulente kinetische Energie der Fluktuationen nachgewiesene hohe Turbulenz der Verbrennungsluftströmung (s. Tab. 3.3) kann auch den durchmesserabhängigen Tropfengeschwindigkeiten entnommen werden (z. B. Abb. 6.8). Kleine Tropfen $d < 10\,\mu\text{m}$ zeigen ein durch die Turbulenz geprägtes Verhalten während große Tropfen eher durch ihre Initialbedingungen innerhalb des Atomizers geprägt sind. Die größere Trägheit bewirkt ein schlechteres Folgevermögen. Die in die Brennkammer injizierten Tropfen folgen nach ihrem Entstehungsprozess der Verbrennungslufthauptströmung und werden durch ihre von der Verdrallung induzierte radiale Geschwindigkeitskomponente aus der Brennkammermitte weggeführt.

Die radialen Durchmessererläufe (SMD und MD) der PDA-Messungen zeigen für alle untersuchten Fälle die durchgehend kleinen Durchmesser der Spraytropfen bzw. die Injektion bereits kleiner Tropfen nach der Filmlegerablösung in die Brennkammer (s. Kap. 6.4). Diese Beobachtung wird durch die in Kapitel 2.3 angeführte Abschätzung der We-

berzahlen unterstützt, aus der sich eine geringe Sekundäratomisierung im Spray ableiten lässt.

Die PDA-Parametervariationen zeigen einen Einfluss der Druckerhöhung auf die Durchmesser- und auch der MD-Werte führt im reagierenden und nicht reagierenden Betriebsfall zu einer schnelleren Überführung der flüssigen Tropfen in die Gasphase und damit zu einer düsen-näheren Vermischung, die im Verbrennungsprozess zu einer kompakteren Flamme führen kann.

Eine Temperaturvariation der zugeführten Verbrennungsluft führt unter reagierenden Bedingungen zu keiner signifikanten Beeinflussung der Tropfendurchmesser, der Einfluss der heißen Verbrennungsumgebung ist für die Tropfengrößenverteilung innerhalb des Sprays maßgeblicher. Im nicht reagierenden Fall wirkt sich die Absenkung der Temperatur durch eine Erhöhung der gemessenen Durchmesser und Volumenflüsse vor allem in Atomizernähe aus. Diese ist auf eine Änderung der Randbedingungen innerhalb des Zerstäubers zurückzuführen, da durch die Absenkung der Verbrennungslufttemperatur die Randbedingungen innerhalb der Düse verändert werden. Die Oberfläche des metallischen Filmlegers wird durch die Verbrennungsluft weniger erwärmt, die Tropfen werden aus einem großflächigeren und dickeren Wandfilm innerhalb des Filmlegers gebildet. Aus diesem können dann mehr Tropfen in die Hauptströmung injiziert werden.

Durch die beobachtbare Konzentration der Tropfen in Atomizernähe und ihre geringe Eindringtiefe, die sowohl aus den PDA- als auch aus den Mie-Detektionsergebnissen folgt, bildet sich durch die stattfindende Verdampfung in einem kompakten von Verbrennungsluft durchströmten Gebiet ein brennbares Luft-Kraftstoff-Gemisch. Diese Mischung im turbulenten Strömungsfeld führt zu einer partiell vorgemischten Flamme. Aus den Abschätzungen der Massenflüsse ist die hohe Vorverdampfung bereits innerhalb des Atomizers ableitbar, auch wenn diese Abschätzungen einem inhärenten, großen Fehler unterliegen. Die Mischung des Brennstoffs und der Verbrennungsluft geschieht atomizernah und in einem kompakten Gebiet. Diese Beobachtungen führen zu der Erkenntnis, dass es sich im untersuchten Fall nur lokal, d. h. in Düsen-nähe, um eine Zwei-Phasen-Strömung handelt. Die Flamme kann dann als angelegt brennende, turbulente, partielle Vormischflamme betrachtet werden.

In Bezug dazu stehen die Messungen am EDS-DLR, in der das Brennverhalten einer turbulenten, partiell vorgemischten Kerosindampfflamme analysiert wurde. Die Untersuchungen fanden unter technisch realistischeren, erhöhten Drücken und mit dem in der zivilen Luftfahrt verwendeten Brennstoff Kerosin (Jet-A1) statt. Aufgrund der sicherheitstechnischen und infrastrukturellen Anforderungen an die Kerosinverdampfung wurden diese Experimente am Eindüsen-sektor der DLR Köln durchgeführt.

Das anliegende Brennen der turbulenten Flamme ist den spektroskopischen OH- und Chemilumineszenzmessungen (s. Abb. 7.3 und Abb. 7.7) zu entnehmen. Mit der austrittsnahen Lage des Stagnationspunktes, die aus dem Stromlinienplot der LDA-Geschwindigkeitsmessungen (s. Abb. 7.8) im reagierenden Fall deutlich wird, kann das drallbrennernahe Brennen der Flamme erklärt werden. Den OH-Verteilungen und den Chemilumineszenzverteilungen ist eine symmetrische V-förmige Struktur aufgeprägt. Die Struktur der Verteilung ist konsistent mit dem LDA-Stromlinienplot (s. Abb. 7.8), der

zeigt, dass die Hauptströmung der Verbrennungsluft durch die radiale Drallkomponente gespreizt wird. Deutlich wird dieses Öffnen der Strömung und ihre Auswirkung auf die gemessene OH-Verteilung auch aus der Abb. 7.12. Die hohe Turbulenz der Verbrennungsluftströmung ist den gezeigten Einzelbildern der OH-Verteilung (Abb. 7.1) zu entnehmen.

Die geringe Penetrationstiefe des Kerosindampfs in die Brennkammer (s. Abb. 7.4) ist der Grund der ebenfalls drallbrennernahen Vermischung des Brennstoffs und der Verbrennungsluft. Eine partiell vorgemischte Flamme in der Brennkammer ist die Folge dieser schnellen und frühen Durchmischung des Brennstoffs. Das drallbrennernahe Brennen der turbulenten Flamme ist auch der Visualisierung des flammenfrontmarkierenden OH-Radikals in Bezug zur Kerosinpenetration zu entnehmen (s. Abb. 7.6). Die bei gleichem Äquivalenzverhältnis durchgeführte Druckerhöhung innerhalb der Brennkammer führt zu einer Erhöhung der insgesamt umgesetzten thermischen Leistung, die sich durch eine Erhöhung der gemessenen Chemilumineszenz bemerkbar macht. Der Einfluss der Druckerhöhung auf die OH-Verteilung zeigt sich in einer graduellen Verbreiterung der Verteilung bzw. im Verhalten der Flamme, etwas kompakter zu brennen. Diese Änderungen im Verbrennungsverhalten bei erhöhtem Druck können auf eine schneller ablaufende chemische Reaktionsgeschwindigkeit zurückgeführt werden.

Die Einwirkungen des Kammerdrucks auf die Struktur der turbulenten Flamme in den untersuchten Druckbereichen sind insgesamt gering. Dominierend für die Stabilisierung und die Struktur der turbulenten Flamme ist das vermessene Strömungsfeld der Verbrennungsluft (s. vergleichende Abb. 7.12).

In den Untersuchungen der beiden Drallbrenner zeigte sich der Einfluss der Verbrennungsluftströmung auf die untersuchte lokale Luft-Brennstoff-Mischung und die Flammenstruktur. In den Messungen der düsennahen Zwei-Phasen-Strömung am EDS-EKT wurde ein Einfluss des Kammerdrucks auf den Tropfendurchmesser des Sprays und damit auf die lokale Mischung nachgewiesen. Hingegen wirkt sich eine Druckvariation in einer Ein-Phasen-Strömung wie am EDS-DLR kaum auf die Flammenstruktur aus. Die Änderung der Vorwärmtemperatur wirkt sich in einer Zwei-Phasen-Strömung nur in nicht reagierenden Fällen auf die Zerstäubung der Spraytropfen aus. In reagierenden Fällen ist die Verdampfung und Zerstäubung der Tropfen vom Einfluss der Flamme geprägt.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit behandelt die zugrunde liegende Theorie, die verwendeten Versuchsaufbauten und die Ergebnisse von techniknah applizierten modernen laseroptischen Messmethoden. Das Untersuchungsobjekt sind zwei generische, optisch zugängliche Gasturbinenbrennkammern. Die Untersuchung von eingeschlossenen Verbrennungsumgebungen und die genaue Kenntnis von Faktoren, die die Verbrennung beeinflussen, führt zu Erkenntnissen, die bei der Entwicklung und Erforschung von modernen Brennkammerkonzepten eine Rolle spielen. Dabei stehen bei der Entwicklung neuer Brennkammern nicht nur die Steigerung der Verbrennungseffizienz und die Wirtschaftlichkeit der Herstellung und Wartung sondern zunehmend auch Umweltschutzgedanken im Vordergrund der Untersuchungen.

Im Einzelnen wurden die Geschwindigkeitsfelder verdrahter, turbulenter Verbrennungsluft von Dralldüsen mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) vermessen und diskutiert. Die Eigenschaften der dispersen Phase einer Zwei-Phasen-Strömung wurde anhand von Sprayeigenschaften wie Spraywinkel und -eindringtiefe mittels der Mie-Streuungsdetektion charakterisiert. Unterschiedliche optische, statistische und anlagenbedingte Einflussfaktoren auf die mittels Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) gemessenen Durchmesser- und Geschwindigkeitsverteilungen wurden untersucht und vorgestellt. Es wurde eine zur numerischen Validierung geeignete Datenbasis anhand ausführlicher Durchmesser- und Geschwindigkeitssmessungen an technischen Sprays bestimmt.

Im Zentrum der Untersuchungen standen sowohl nicht reagierende als auch reagierende turbulente Zwei-Phasen-Strömungen. Im reagierenden Fall bildete sich eine partiell vorgemischte Heptanflamme heraus, deren Interaktion mit dem Spray untersucht wurde. Die Auswirkungen einer Kammerdruckvariation, einer Verbrennungsluft- und einer Flüssigkeitsvariation auf das sich ausbildende Spray wurde erörtert. Eine Temperaturfeldbestimmung der Heißgasverteilung nach der primären Reaktionszone mittels Thermoelementen und ein Vergleich zu Ergebnissen der Laserspektroskopischen Methode CARS bilden den Abschluss dieses Teils der Arbeit.

Unter realistischeren Gasturbinenbedingungen, d. h. mit einem Brennstoffwechsel auf Kerosin und unter erhöhten Druckbedingungen wurden Beschreibungen der Struktur einer turbulenten partiell vorgemischten Kerosindampfflamme vorgestellt. Die Lokalisierung der Flammenreaktionszone mittels der Lasermesstechnik OH-Laserinduzierte Fluoreszenz (OH-LIF) und die Bestimmung der Brennstoffpenetrationstiefe anhand von Kerosin-LIF bilden neben der Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes über die LDA die Grundlage der weiteren, generierten Datenbasis.

Im Verlauf dieser Arbeit zeigte sich die Bedeutung der Kenntnis der Vorgänge innerhalb des Airblast-Atomizers für die Ausbildung des Sprays und die Gemischbildung der Re-

aktanten in der Brennkammer. Die Vorverdampfung des Brennstoffs hat Einfluss auf die Reaktionsbedingungen, die Struktur und die Stabilität der turbulenten Flamme stromab des Atomizers. Im Inneren des Atomizers wirken sich dessen Randbedingungen, wie z. B. die Oberflächenwandtemperatur, auf die Kraftstofffilmdicke und auch auf die Tropfengenerierung aus.

Ausblickend kann eine nähere Untersuchung der Vorgänge innerhalb des Atomizers Bestandteil zukünftiger Forschungen sein. Die Kenntnis der physikalischen Vorgänge der Gemischbildung vor dem Transport der Zwei-Phasen-Strömung in die Primärzone der Reaktion führt zu einem besseren Verständnis der physikalisch-chemischen Reaktionsvorgänge innerhalb der turbulenten Flamme. Daher wären Untersuchungen innerhalb des Atomizers auch im Hinblick auf die Randbedingungen einer Spraygenerierung in einer realitätsnahen, technischen Applikation von Interesse für zukünftige Forschungen.

Der Einsatz von Lasermesstechniken in eingeschlossenen Hochdruckverbrennungssystemen ist Anforderungen unterworfen, die durch das Vorhandensein einer turbulenten Messumgebung in ihrer Komplexität weiter steigen. In der vorliegenden Arbeit wurden die Einsatzmöglichkeiten der verwendeten Messtechniken im Hinblick auf ihre Anwendung unter den genannten besonderen Bedingungen untersucht und auftretende Herausforderungen vorgestellt. Eine ausführliche Datenbasis zur Validierung numerischer Simulationen ist das Ergebnis dieser Arbeit.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Reaktive Strömungs- und Messtechnik des Center of Smart Interfaces der Technischen Universität Darmstadt.

Mein Dank gilt im Besonderen Herrn Prof. Dr. rer.nat. Andreas Dreizler und Herrn Prof. Dr.-Ing. Johannes Janicka für die Ermöglichung meiner Promotion und die dauerhafte Unterstützung und Motivation während meiner Zeit am Fachgebiet. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer für sein entgegengebrachtes Interesse und die Übernahme des Koreferats.

Ich danke Herrn Dr.-Ing. Benjamin Böhm, Herrn Dr. Martin Freitag und Herrn Dipl.-Ing. Andreas Ludwig für das aufwändige Korrekturlesen meiner Arbeit.

Bei den Mitarbeitern des Instituts für Antriebstechnik der DLR-Köln unter der Leitung von Herrn Dr.-Ing. Christoph Hassa bedanke ich mich für die Unterstützung und Anregungen während meiner Experimente am Prüfstand. Unter allen Kollegen möchte ich mich insbesondere bei Herrn Dr.-Ing. Johannes Heinze für die vielen Ratschläge und die Unterstützung bedanken. Der Zeit bei der DLR habe ich viele Einsichten und Erkenntnisse zu verdanken.

Ich hatte das Glück, meine Zeit am Fachgebiet mit den zwei besten Arbeitskollegen zu verbringen, die man sich wünschen kann: Frau Dipl.-Ing Simone Schönfelder und Herrn Dipl.-Ing. Andreas Ludwig. Für ihre freundschaftliche Art und die schöne Zeit bedanke ich mich herzlich.

Meinen Arbeitskollegen danke ich für die Diskussionen und die vielen Anregungen und nicht zuletzt für die sehr gute Zusammenarbeit. Aus diesem Kreis möchte ich mich besonders bei Frau Dipl.-Ing. Desislava Dimitrova, Herrn Dipl.-Ing. Stefan Bareiss, Herrn Dr.-Ing. Benjamin Böhm und Herrn Dr.-Ing. Martin Freitag bedanken.

Ich danke meinen Studienarbeitern Herrn Dipl.-Ing. Christof Heeger, Herrn Dipl.-Ing. Jordi Brossa, Herrn Sebastian Trappen und Herrn Jens Hermann für ihre Ideen und Anregungen während unserer Zusammenarbeit.

Bei den Mitarbeitern der Werkstatt bedanke ich mich für die vielen Anregungen und Tipps und nicht zuletzt für die gute Atmosphäre während der Experimente im Labor.

Bei den Mitarbeiterinnen des Sekretariats bedanke ich mich für die Hilfe bei allen meinen Fragen und Problemen. Ohne ihre Arbeit wäre manches so nicht möglich gewesen.

Meinen Eltern danke ich dafür, dass sie mir ein Studium ermöglicht haben und dass sie mir stets mit Hilfe zur Seite standen.

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfaßt habe und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Weiterhin erkläre ich, dass ich bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, 05. Mai 2009

Literaturverzeichnis

- [1] ALBRECHT, H. E.; BORYS, M. DAMASCHKE; N. TROPEA C.: *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer Verlag, 2003.
- [2] ALBRECHT, H.-E.; BORYS, M.; FUCHS W.: *The cross sectional area difference method-a new technique for determination of particle concentration by laser doppler anemometry*. Experiments in Fluids, 15:61–69, 1993.
- [3] ARCARE: *Strategic Research Agenda 1, Volume 1*. www.arcare4europe.com, 2002.
- [4] BATARSEH, F.: *Spray generated by an airblast atomizer: atomization, propagation and aerodynamic instability*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2008.
- [5] BECKER, J.; HASSA, C.: *Breakup and Atomization of a Kerosene Jet in Crossflow at Elevated Pressure*. Atomization and Spray, 11:49–67, 2002.
- [6] BECKER, J.; HASSA, C.: *Experimental Investigation of Spatial and Temporal Aspects of the Liquid Fuel Placement in a Swirl Cup at Elevated Pressure*. ASME TURBO EXPO, (GT2004-53524, Wien, Österreich), 2004.
- [7] BEHRENDT, T.; CARL, M.; HEINZE J.; HASSA C.: *Optical Measurements of the reacting two-phase flow in a realistic gas turbine combustor at elevated pressure*. Atomization and Sprays, 16:475–491, 2006.
- [8] BERNHARD, F.: *Technische Temperaturmessung*. Springer Verlag, 2004.
- [9] BÖHM, B.: *Konstruktion und Aufbau eines Partikelgenerators für Laser-Doppler Messungen in einer Hochdruckbrennkammer*. Studienarbeit, TU Darmstadt, 2002.
- [10] BÖHM, B.; HEEGER, C.; BOXX I.; MEIER W.; DREIZLER A.: *Time-resolved conditional flow field statistics in extinguishing turbulent opposed jet flames using simultaneous highspeed PIV/OH-PLIF*. Proc. Comb. Inst., 32:1647–1654, 2009.
- [11] BÖHM, B.; KITTLER, C.; NAUERT A.; DREIZLER A.: *Diagnostics at high repetition rates: new insights into transient combustion phenomena*. Proceedings of the European Combustion Meeting, 2007.
- [12] BLONDEL, D.: *Hardware and Software Solutions for Ultra-Dense Spray Measurements*. Phase Doppler Measurements in Ultra-Dense Sprays, Short Course, 2005.
- [13] BLONDEL, D.: *BSA signal processing and alternative size measurement techniques*. PDA User Meeting, Laupheim, Presentation, 2008.
- [14] BOEHM, B.; DREIZLER, A.; GNIRSS M.; TROPEA C.; FINDEISEN J.; SCHIFFER H.-P.: *Experimental Investigation of Turbulence Structure in a Three-Nozzle Combustor*. ASME TURBO EXPO, (GT2007-27111, Montreal, Kanada), 2007.
- [15] BRANDT, M.; RACHNER, M.; SCHMITZ G.: *An Experimental and Numerical Study of Kerosene Spray Evaporation in a Premix Duct for Gas Turbine Combustors at High Pressure*. Combust. Sci. and Techn., 138:313–348, 1998.
- [16] BRÜBACH: *Spektroskopische Methoden zur oberflächennahen Thermometrie in technischen Verbrennungsumgebungen*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2008.
- [17] BRÜBACH, J.; ZETTERBERG, J.; OMRANE A.; LI Z.S.; ALDEN M.; DREIZLER A.: *Determination of surface normal temperature gradients using thermographic phosphors and filtered Rayleigh scattering*. Appl. Phys. B, (83):537–541, 2006.

- [18] BRÜBACH, J.; HAGE, M.; JANICKA J.; DREIZLER A.: *Simultaneous phosphor and CARS thermometry at the wall-gas interface within a combustor*. Proceedings of the combustion institute., 32:855–861, 2009.
- [19] BRONSTEIN, I.; SEMENDJAJEW, K.; MUSIOL G.; MUEHLIG H.: *Taschenbuch der Mathematik*. Deutsch (Harri), 2008.
- [20] CROWE, C.; SOMMERFELD, M.; TSUJI Y.: *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press, 2000.
- [21] DAILY, J. W.: *Laser Induced Fluorescence Spectroscopy in Flames*. Prog. Energy Combust. Sci., 23:133–199, 1997.
- [22] DAMASCHKE, N.; NOBACH, H.; TROPEA C.: *Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics*. Experiments in Fluids, 32:143–152, 2002.
- [23] DANTEC: *Fiber PDA-Installation and User Guide*. Dantec, 1994.
- [24] DERMTRÖDER, W.: *Laser Spectroscopy*. Springer Verlag, 1981.
- [25] DREIZLER, A.: *Verbrennung im Laserlicht*. WBG, Darmstadt, 2006.
- [26] DREIZLER, A.; JANICKA, J.: *Diagnostic Challenges for Gas Turbine Combustor Model Validation in 'Applied Combustion Diagnostics'*. (edited by: Köhse Höinghaus, K., Jeffries, J. B., Francis and Taylor, New York, 2002.
- [27] DÜSING, M.: *Large-Eddy Simulation turbulenter Vormischflammen*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2004.
- [28] DUNN, M.; MASRI, A.; BILGER R.W.: *A new piloted premixed jet burner to study strong finite-rate chemistry effects*. Combustion and Flame, 151:46–60, 2007.
- [29] ECKBRETH, A. C.: *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. Abacus Press, 1988.
- [30] EDWARDS, C. F.; MARX, K. D.: *Analysis of the ideal phase-doppler system: Limitations imposed by the single-particle constraint*. Atomization and Spray, 2:319–366, 1992.
- [31] FAETH, G.; HSIANG, L.-P.; WU P.-K.: *Structure and Breakup Properties of Sprays*. Int. J. Multiphase Flow, 2:99–127, 1995.
- [32] FDIDA, N.; BLAISOT, J.B.; FLOCH A.; DECHAUME-D.: *Drop Size Measurement Techniques Applied to Gasoline Sprays*. ILASS 2008, 2008.
- [33] FINDEISEN, J.: *Strömung und Mischung in einem Gasturbinen-Brennkammer-Modell*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2008.
- [34] FREITAG, M.: *On the simulation of Premixed Combustion Taking into Account Variable Mixtures*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2007.
- [35] FREITAG, M.; KLEIN, M.; GREGOR M.; GEYER-D.; SCHNEIDER C.; DREIZLER A.; JANICKA J.: *Mixing Analysis of a Swirling Recirculating Flow Using DNS and Experimental Data*. Int. Journal of Heat and Fluid Flow, 27:636–643, 2006.
- [36] FROHN, A.; ROTH, N.: *Dynamics of Droplets*. Springer Verlag, 2000.
- [37] GEIGLE, K.; SCHNEIDER-KÜHNLE, Y.; TSURIKOV M.; HADEF R.; LÜCKERATH R.; KRÜGER V.; STRICKER W.; AIGNER M.: *Investigation of laminar pressurized flames for soot model validation using SV-CARS and LII*. Proc. Comb. Inst., 30(1):1645–1653, 2005.
- [38] GEYER, D.: *1D-Raman/Rayleigh Experiments in a Turbulent Opposed-Jet*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2004.
- [39] GIEZENDANNER-THOBEN, R.; MEIER, U.; MEIER W.; HEINZE J.; AIGNER M.: *Phase-locked two-line OH planar laser-induced fluorescence thermometry in a pulsating gas turbine model combustor at atmospheric pressure*. Applied Optics, 44(31):6565–6577, 2005.

-
- [40] GLOVER, A.R.; SKIPPON, S.M.; BOYLE R.D.: *Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems*. Applied Optics, 34(36):8409–8421, 1995.
- [41] GNIERS, M.: *Strömung und Mischung im Primärzonenbereich von modernen Gasturbinenbrennkammern*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2008.
- [42] GÜNTHER, R.: *Verbrennung und Feuerungen*. Springer Verlag, 1984.
- [43] GREGOR, M.A.: *Laser-spektroskopische Untersuchungen technologisch relevanter Flammen*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2007.
- [44] GUPTA, A. K.: *Swirl Flows*. Abacus Press, 1985.
- [45] HAGE, M.; DREIZLER, A.; JANICKA J.: *Experimentelle Untersuchung von Strömungsfeldern und Tropfengrößenverteilungen in reagierenden und nicht-reagierenden technischen n-Heptansprays*. VDI-Flammentag, Berlin, 2007.
- [46] HAGE, M.; DREIZLER, A.; JANICKA J.: *Flow Fields and Droplet Diameter Distributions of Water and n-Heptane Sprays at varied Boundary Conditions in a Generic Gas Turbine Combustor*. ASME TURBO EXPO, (GT-2007-27108, Montreal, Kanada), 2007.
- [47] HASSEL, E.P.; LINOW, S.: *Laser diagnostics for studies of turbulent combustion*. Meas. Sci. Technol., 11:R37–R57, 2000.
- [48] HECHT, E.: *Optics, Second Edition*. Addison Wesley, 1987.
- [49] HEITOR, M.V.; MOREIRA, A.L.N.: *Thermocouples and Sample Probes for Combustion Studies*. Prog. Energy. a. Combustion Sci, 19:259–277, 1993.
- [50] HERMANN, JENS: *Temperaturmessung in einer generischen Gasturbine*. Studienarbeit, TU Darmstadt, 2008.
- [51] HULST, H.C. VAN DE: *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, NY, 1981.
- [52] HULT, J.; RICHTER, M.; NYGREN J.; ALDEN M.; HULTQVIST A.; CHRISTENSEN M.; JOHANSSON B.: *Application of a high-repetition-rate laser diagnostic system for single-cycle-resolved imaging in internal combustion engines*. Applied Optics, 41(24):5002–5014, 2002.
- [53] JANICKA, J.: *Modellierung und numerische Beschreibung technischer Strömungen*. Vorlesungsskript, 2007.
- [54] JANICKA, J.: *Nachhaltige Verbrennungstechnologien A*. Vorlesungsskript, 2008/09.
- [55] JANUS, B.; DREIZLER, A.; JANICKA J.: *Flow Field and Structure of Swirl Stabilized Non-Premixed Natural Gas Flames at Elevated Pressure*. ASME TURBO EXPO, (GT-2004-53340, Wien, Österreich), 2004.
- [56] JANUS, B.: *Laseroptische Untersuchungen in einer generischen Gasturbinenbrennkammer*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2005.
- [57] JERMY, M.C.; GREENHALGH, D.A.: *Planar dropsizing by elastic and fluorescence scattering in sprays too dense for phase Doppler measurement*. Appl. Phys. B, (71):703–710, 2000.
- [58] JOOS, F.: *Technische Verbrennung: Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Springer Verlag, 2006.
- [59] KAPULLA, R.: *Is PDA Droplet Size Dependent on User-Adjustable Parameters?* PDA User Meeting, Laupheim, Presentation, 2008.
- [60] KAPULLA, R.; NAJERA, S. B.: *Operation conditions of a phase Doppler anemometer: droplet size measurements with laser beam power, photomultiplier voltage, signal gain and signal-to-noise ratio as parameters*. Meas. Sci. Technol., 17:221–227, 2006.
- [61] KITTLER, C.; DREIZLER, A.: *Cinematographic imaging of hydroxyl radicals in turbulent flames by planar laser-induced fluorescence up to 5 kHz repetition rate*. Appl. Physics. B., 89:163–166, 2007.

- [62] KITTLER, C.: *Einsatz von Tröpfchenseeding in PDA-Messungen*. Studienarbeit, TU Darmstadt, 2005.
- [63] KNEUBÜHL, F.K.; SIGRIST, M.W.: *Laser*. Teubner, 2005.
- [64] KÖNIG, G.; ANDERS, K.; FROHN A.: *A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets*. J. Aerosol. Sci., 17:157–167, 1986.
- [65] KOHSE-HÖINGHAUS, K.; JEFFRIES, J.B.: *Applied Combustion Diagnostics*. Taylor and Francis, 2002.
- [66] KOHSE-HÖINGHAUS, K.: *Laser techniques for the quantitative detection of reactive intermediates in combustion systems*. Prog. Energy Combust. Sci., 20:203–279, 2000.
- [67] KULICK, J.D.; FESSLER, J.R.; EATON J.K.: *Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow*. J. Fluid Mechanics, 277:109–134, 1994.
- [68] LAKOWICZ, J.R.: *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Kluwer Academic / Plenum Publishers, 1983.
- [69] LECHNER, C.: *Stationäre Gasturbinen*. Springer Verlag, 2006.
- [70] LEFEBVRE, A.H.: *Atomization and Sprays*. Francis and Taylor, 1998.
- [71] LEFEBVRE, A.H.: *Gasturbine Combustion*. Francis and Taylor, 1998.
- [72] LÖFSTRÖM, C.; ENGSTRÖM, J.; RICHTER M.; KAMINSKI C. F.; JOHANSSON P.; NYHOLM K.; HULT J.; NYGREN J.; ALDÉN M.: *Feasibility Studies and Application of Laser/Optical Diagnostics for Characterisation of a Practical Low-Emission Gas Turbine Combustor*. ASME TURBO EXPO, (2000-GT-0124, München, Deutschland), 2000.
- [73] MAANEN, H.R.E; NOBACH, H.; BENEDICT L.H VAN: *Improved estimator for the slotted autocorrelation function of randomly sampled LDA data*. Meas. Sci. Technol., 10(1):16–26, 1999.
- [74] MAYO, W.T.; SHAY, M.T.; RITTER S.: *Digital estimation of turbulence power spectra from burst counter LDV data*. Proc. 2nd Int. Workshop on Laser Velocimetry (Purdue University), Seiten 16–26, 1974.
- [75] MC LAUGHIN, D.K; TIEDERMANN, W.G.: *Biasing correction for individual realisation of laser anemometer measurments in turbulent flows*. Physics of Fluids, 16:2082–2088, 1973.
- [76] MCDUGALL, T.J.: *Bias correction for individual realisation LDA measurements*. J. Phys. E.:Sci. Instrum., 13:53–60, 1980.
- [77] MEIER, U.; WOLFF-GASSMANN, D.; STRICKER W.: *LIF Imaging and 2D temperature mapping in a model combustor at elevated pressure*. Aerosp. Sci. Technol., 4:403–414, 2000.
- [78] MEIER, U.; STRICKER, W.; WOLFF-GRASSMANN D.; HEINZE J.: *Planare Temperaturmessung am OH mittels LIF in technischen Verbrennungssystemen*. Gaswärme, International, 51(4):178–183, 2002.
- [79] MEYER, T.R.; ROY, S.; BELOVICH-V.M.; CORPORAN E.; GORD J.R.: *Simultaneous planar laser-induced incandescence OH planar laser-induced fluorescence, and droplet Mie Scattering in swirl-stabilized spray flames*. Applied Optics, 44(3):445–454, 2005.
- [80] MIE, G.: *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. Annalen der Physik, Vierte Folge, Band 25(3):377–445, 1908.
- [81] MUGELE, R. A.; EVANS, H. D.: *Droplet Size Distributions*. Industrial and Engineering Chemistry, 43(6):1317–1324, 1951.
- [82] MULPURU, S.R.; BALACHANDAR, R.; UNGURIAN M.H.: *Phase Doppler anemometer: commissioning tests for measurement of water aerosol sizes and velocities in flashing jets*. Nuclear Energy and Design, 166:443–452, 1996.

-
- [83] NOBACH, H.; MÜLLER, E.; TROPEA C.: *Correlation estimator for two-channel, non-coincidence laser-Doppler-anemometer*. Proc. 9th Intern Symp. of Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, 1998.
- [84] NOBACH, H.: *A global concept for autocorrelation and power spectral density estimation from LDA data sets*. Proc. 10th Int. Symp. of Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, 2000.
- [85] PETERS, N.: *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000.
- [86] PILCH, M.; ERDMAN, C.A.: *Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop*. Int. J. Multiphase Flow, 13:741–757, 1987.
- [87] POPE, S.B.: *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [88] QIU, H.-H.; SOMMERFELD, M.: *A reliable method for determining the measurement volume size and particle mass fluxes using phase-Doppler anemometry*. Experiments in Fluids, 13(13):393–404, 1992.
- [89] QIU, H.H.; SOMMERFELD, M.; DURST F.: *High-Resolution Data Processing for Phase-Doppler Measurements in a Complex Two-Phase Flow*. Meas. Sci. Technol., 2:455–463, 1991.
- [90] RACHNER, M.: *Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1*. Dissertationschrift, DLR Köln, 1998.
- [91] RAFFEL, M.; WILLERT, C.; WERELEY S.; KOMPENHANS J.: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Springer Verlag, 2007.
- [92] RIZK, N.K.; LEFEBVRE, A.H.: *Drop-Size Distribution Characteristics of Spill-Return Atomizers*. J. Propulsion, 1(1):16–22, 1985.
- [93] ROISMAN, I., TROPEA C.: *Flux Measurements in Sprays using Phase Doppler Techniques*. Atomization and Sprays, 11:673–705, 2001.
- [94] ROLLS-ROYCE: *The jet engine*. Rolls Royce plc, 2005.
- [95] ROSIN, P.; RAMMLER, E.: *The laws governing the fineness of powdered coal*. Journal of the institute of fuel, 7(31):29–36, 1933.
- [96] ROTTA, J.C.: *Turbulente Strömungen*. Teubner, Stuttgart, 1972.
- [97] RUCK, B.: *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. AT Fachverlag, 1990.
- [98] SAFFMAN, M.: *Automatic calibration of LDA measurement volume size*. Atomization and Sprays, 26(13):2592–2597, 1987.
- [99] SCHNEIDER, C.: *Über die Charakterisierung von Turbulenzstrukturen in verdrahteten Strömungen*. Dissertationsschrift, TU Darmstadt, 2003.
- [100] SCHODL, R.: *Capabilities of optical point measurement techniques with respect to aero engine applications*. RTO-EN-6(RTO Lecture Series 217, Cleveland, USA, 21-22 Sept., 1999), 1999.
- [101] SEYFRIED, H.; BRACKMANN, C.; LINDHOLM A.; LINNE M.: *Optical Diagnostics Applied to a Gas Turbine Pilot Burner*. AIAA, 45(11):2702–2709, 2007.
- [102] SIRIGNANO, W.A.: *Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays*. Cambridge University Press, 2005.
- [103] SOMMERFELD, M.; QIU, H.-H.: *Detailed Measurements in a swirling particulate two-phase flow by a phase-Doppler anemometer*. Int. J. Heat and Fluid Flow, 12:20–28, 1991.
- [104] SOMMERFELD, M.; QIU, H.-H.: *Particle concentration measurements by phase-doppler anemometry in complex dispersed two-phase flows*. Experiments in Fluids, 18:187–198, 1995.
- [105] SPURK, J.H.: *Strömungslehre*. Springer Verlag, 1996.

- [106] STOJKOVIC, B.D.; SICK, V.: *Evolution and impingement of an automotive fuel spray investigated with simultaneous Mie-LIF techniques*. Appl. Phys. B, (73):75–83, 2001.
- [107] TECPLOT: *Streamtrace Integration*. Tecplot User's Manual, Version 9.2(Release 1):275–277, 2002.
- [108] TROPEA, C.; YARIN, A. L.; FOSS J.F.: *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer, 2007.
- [109] TSURIKOV, M.; GEIGLE, K.P.; KRÜGER V.; SCHNEIDER-KÜHNLE Y.; STRICKER W.; LÜCKE-RATH R.; HADEF R.; AIGNER M.: *Laser-Based Investigation of Soot Formation in Laminar Premixed Flames at Atmospheric and Elevated Pressures*. Combust. Sci. and Techn., 177:1835–1862, 2005.
- [110] TURNS, S.R.: *An Introduction to Combustion*. McGraw-Hill, 2006.
- [111] VDI-GESELLSCHAFT: *VDI-Wärmeatlas*. VDI-Verlag, 2002.
- [112] WARNATZ, J.; MAAS, U.: *Technische Verbrennung*. Springer Verlag, 1992.
- [113] WEGNER, B.; MALTSEV, A.; SCHNEIDER C.; SADIKI-A.; DREIZLER A.; JANICKA J.: *Assessment of unsteady RANS in predicting swirl flow instability based on LES and Experiments*. Int. Journal of Heat and Fluid Flow, 25:528–536, 2004.
- [114] WEGNER, B.: *A Large-Eddy Simulation Technique for the Prediction of Flow, Mixing and Combustion in Gas Turbine Combustors*. Dissertationschrift, TU Darmstadt, 2007.
- [115] WILLERT, C.; JARIUS, M.: *Planar flow field measurements in atmospheric and pressurized combustion chambers*. Experiments in Fluids, 33:931–939, 2002.
- [116] WRIEDT, T.: *Einfluss der Parameter eines Phasen-Doppler-Anemometrie-Prozessors auf die gemessenen Größenverteilungen*. Technisches Messen, 60:278–282, 1993.
- [117] YEH, J.; CUMMINZ, H.Z.: *Localized flow measurements with an He-Ne laser spectrometer*. Appl. Physics Letter, 4:176–178, 1964.
- [118] ZHANG, ZH.; ZLADA, S.: *PDA measurements of droplet size and mass flux in the three-dimensional atomisation region of water jet in air cross-flow*. Experiments in Fluids, 28:29–35, 2000.
- [119] ZHAO, Y. H.; HOU, M.H.; CHIN J.S.: *Dropsizes Distributions from Swirl and Airblast Atomizers*. Atomization and Spray Technology, 2:3–15, 2000.